PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. | 1. Juni 1913. Redaktionsschluß für No. 12 am 31. Mai 1913. | 14. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:
P. P. Ewald, Zur Theorie der Interferenzen der Röntgenstrahlen in Kristallen. S. 465.
W. H. Bragg, Die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen. S. 472.
G. Leimbach, Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge. S. 473.
W. Dziewulski, Über den magnetischen Kerreffekt bei äquatorialer Magnetisierung. S. 485.
F. Streintz u. A. Wesely, Über den Widerstand zwischen zwei ebenen, sich berührenden Metallplatten. I. Mitteilung. S. 489.
J. Stark, Einfaches Verfahren zur Darstellung von Argon; chemische Aktivierung zweiatomiger Gase im Glimmstrom. S. 497.
C. Mainka, Dämpfungsanordnung bei Erschütterungsmessern. S. 499.

Besprechungen:
Handwörterbuch der Naturwissenschaften. S. 499.
Landolt-Börnsteins Physikalisch-chemische Tabellen. S. 500.
H. Poincaré, Leçons sur les hypothèses cosmogoniques. S. 500.
P. Drude, Lehrbuch der Optik. S. 502.
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. VI. VII. S. 502.
C. Dornier, Beitrag zur Berechnung der Luftschrauben unter Zugrundelegung der Rateauschen Theorie. S. 503.

Berichtigung. S. 503.
Tagesereignisse. S. 503.
Personalien. S. 504.
Angebote. S. 504.
Gesuche. S. 504.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie der Interferenzen der Röntgenstrahlen in Kristallen.

Von P. P. Ewald.

Zurzeit stehen sich bei der Deutung der von Laue[1]) angegebenen Interferenzerscheinungen der Röntgenstrahlen zwei Ansichten gegenüber. Die von Laue vorgeschlagene Erklärung schreibt die Maxima der Strahlungsintensität, welche von der Kristallplatte ausgehen, dem Zusammenwirken der einzelnen Resonatoren (Dipole) im Innern des Kristalls zu, deren regelmäßige Anordnung den Kristall als dreidimensionales Beugungsgitter auffassen läßt. Andererseits läßt sich im Anschluß an Bragg die Lage der Interferenzbilder durch die Annahme gut erklären, daß der einfallende Röntgenstrahl an jeder kristallographisch möglichen Ebene (Netzebene des Raumgitters) regulär reflektiert werde. Bei genauer Betrachtung verschwindet der Unterschied zwischen den beiden Auffassungen, wie schon G. Wulff[2]) und M. Laue[3]) gezeigt haben (vgl. § 5). Der Zusammenhang der Erscheinungen beim Durchgang von Röntgenstrahlen oder von gewöhnlichem Licht durch einen Kristall läßt sich aus den Formeln der §§ 3 und 4 ohne weiteres entnehmen.

Ferner werden in den §§ 5 und 6 Schlüsse über die Natur der Interferenzstrahlen, über die Fleckenform u. a. m. gezogen, § 7 ist ihrer Intensität gewidmet. Hingegen wird nicht angestrebt, eine wirkliche Aufnahme zu analysieren, um daraus Schlüsse auf das zugrunde liegende Raumgitter zu ziehen.

1) M. Laue, W. Friedrich, P. Knipping, Sitz.-Ber. d. Bayr. Akad. d. Wiss. 1912, S. 303 und 363.
2) Diese Zeitschr. **14**, 217—220, 1913.
3) M. Laue, diese Zeitschr. **14**, 421, 1913.

§ 1. Die Dipole des Raumgitters sollen in den Punkten

$$X = 2al, \quad Y = 2bm, \quad Z = 2cn \qquad (1)$$
$$(l, m, n \text{ ganzzahlig})$$

liegen, wo XYZ rechtwinklige Koordinaten bedeuten. Das Gitter ist also das einfachste rhombische (bzw. tetragonale oder kubische).

Im Gitter schreite ein Röntgenstrahl in der Richtung

$$s = x\cos(s, x) + y\cos(s, y) + z\cos(s, z) \qquad (2)$$

fort. Seine Geschwindigkeit im Innern des Körpers ist nahezu die Lichtgeschwindigkeit c, da keine merkliche Brechung des Strahls eintritt.

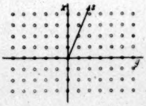


Fig. 1.

Die Geschwindigkeit c selbst läßt sich dem Röntgenstrahl theoretisch nicht zuschreiben, da, wie in der Optik, die in Mitschwingung geratenden Dipole die Ausbreitung der Welle beeinflussen. Ein Unterschied gegen die Optik liegt darin, daß die Schwingungen, welche vom Röntgenstrahl erregt werden, so schwach sind, daß die Phasengeschwindigkeit der Welle nur unmerkbar beeinflußt wird. Immerhin werde im ersten Teil wegen des leichteren Übergangs zum optischen Fall zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit im leeren Raum (c) und im Körper (q) unterschieden.

Jeder Dipol wird durch das Vorbeistreichen der Welle zu Schwingungen angeregt, welche sich nach der Zeit in periodische Glieder auflösen lassen. Eine solche Schwingung habe die Periode ω. Dann ist die elektrische Kugelwelle durch das Hertzsche Potential

$$\mathfrak{a}\frac{e^{-i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)}}{R} \qquad (3)$$

gegeben, wo $\mathfrak{a}$ die Amplitude der Schwingung, R der Abstand Dipol—Aufpunkt ist. Infolge der sukzessiven Anregung der Dipole durch X-Strahl oder optische Welle ist das Potential eines Dipols mit den Koordinaten XYZ

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{a}\,\frac{e^{-i\omega\left(t-\frac{R}{c}-\frac{S}{q}\right)}}{R}, \tag{4}$$

wo S die dem s in (2) analoge Bedeutung

$$S = X\cos(s,x) + Y\cos(s,y) + Z\cos(s,z)$$

hat, d. h. den Abstand des Dipols von der Phasenebene Null mißt.

Wird zur Abkürzung

$$\left.\begin{array}{c} \dfrac{\omega}{c} = K_0\left(=\dfrac{2\pi}{\lambda}\right), \quad \dfrac{\omega}{q} = K, \\ K\cos(s,x) = \alpha, \quad K\cos(s,y) = \beta, \\ K\cos(s,z) = \gamma, \end{array}\right\} \tag{5}$$

gesetzt, so ist bei Fortlassen des Zeitfaktors das Gesamtpotential

$$\mathfrak{a} = \mathfrak{a}\sum\frac{e^{iK_0R+iKS}}{R}, \tag{6}$$

wo die Summe über alle Dipole zu erstrecken ist.

Es sei daran erinnert, daß die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ aus dem Potential gefunden wird, indem man

$$\mathfrak{E} = \text{rotrot}\,\mathfrak{a}\Pi = \text{grad div}\,\mathfrak{a}\Pi - \mathfrak{a}\Delta\Pi \tag{7}$$

bildet.

§ 2. Es sind nun verschiedene Fälle zu unterscheiden, je nachdem es sich um die Ausbreitung des Röntgenstrahls im Innern des Kristalls, seinen Einfall oder seinen Austritt handelt.

I. Im ersten Falle nämlich wird man sich den ganzen Raum vom Gitter (1) ausgefüllt denken und demgemäß in (6) über l, m, n von $-\infty$ bis $+\infty$ summieren. Dies ist genau die in meiner Dissertation[1]) gelöste Aufgabe, so daß die ausgeführte Summe von dort entnommen werden kann.

II. Den Eintritt eines Röntgenstrahls in die Kristallplatte erhält man, wenn nur ein Halbraum vom Gitter eingenommen wird. Die Summation von (6) wäre also für l, m von $-\infty$ bis $+\infty$, für n hingegen von 0 bis ∞ zu erstrecken (oberer Halbraum vom Kristall ausgefüllt).

III. Der Austritt aus dem Kristall läßt sich verfolgen, wenn in II. die Strahlrichtung umgekehrt wird, d. h. α, β, γ durch $-\alpha, -\beta, -\gamma$ ersetzt wird (siehe (5)).

Schematisch erhalten wir die folgenden drei Bilder:

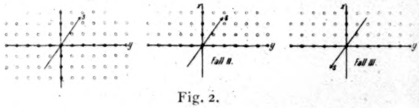


Fig. 2.

§ 3. Der Fall (I) möge an die Spitze gestellt werden, weil er prinzipiell der einfachste ist und unmittelbar zu den elektrischen Eigenschwingungen des Raumgitters führt. Das Potential (6) ist für diesen Fall (vgl. Formel (7), § 6 meiner Dissertation)

$$\Pi = -\frac{\pi}{2abc}\sum_{l,m,n}^{-\infty\ldots+\infty}\frac{e^{-i\frac{l\pi-a\alpha}{a}x-i\frac{m\pi-b\beta}{b}y-i\frac{n\pi-c\gamma}{c}z}}{K_0^2-\left(\frac{l\pi-a\alpha}{a}\right)^2-\left(\frac{m\pi-b\beta}{b}\right)^2-\left(\frac{n\pi-c\gamma}{c}\right)^2}. \tag{8}$$

Dies Potential hat genau die Form einer nach Eigenschwingungen fortschreitenden Summe, wie z. B. das akustische Potential einer Tonquelle in einem rechteckigen Zimmer[1]). Die einzelne Eigenschwingung ist

$$\left.\begin{array}{l} u_{l,m,n} = e^{-i\frac{l\pi-a\alpha}{a}x-i\frac{m\pi-b\beta}{b}y-i\frac{n\pi-c\gamma}{c}z} = \\ \quad = e^{+iKs}\cdot e^{-i\left(l\pi\frac{x}{a}+m\pi\frac{y}{b}+n\pi\frac{z}{c}\right)}. \end{array}\right\} \tag{9}$$

Sie besteht aus einem Faktor von der gleichen Gestalt wie der anregende Röntgenstrahl (vgl. den Ansatz (4) oder (6)) und aus einem zweiten Faktor, der in den Elementarparallelepipeden des Gitters periodisch sich wiederholt (Glied einer Fourierreihe). Sie läßt sich auch als ebene Welle auffassen; deren Richtungskosinus sich verhält wie

$$\frac{l\pi-a\alpha}{a}:\frac{m\pi-b\beta}{b}:\frac{n\pi-c\gamma}{c}. \tag{9a}$$

Je nachdem es sich um die Fortpflanzung eines sichtbaren Lichtstrahls oder eines Röntgenstrahls handelt, d. h. je nach der Frequenz ω, welche in K vorkommt, hat der eine oder der andere Faktor in $u_{l,m,n}$ das Hauptinteresse. Handelt es sich doch bei Lichtwellen um Wellenlängen, welche groß gegen den Gitterabstand $2a$ sind, so daß

$$2\pi\cdot\frac{a}{\lambda} = aK_0 << 1\ (1/_{200}) \tag{10}$$

ist, und ebenso $a\cdot(K, \alpha, \beta, \gamma)$. Bei den Röntgenstrahlen steht hingegen fest, daß diese Größen beträchtlich groß gegen 1 sind (20 bis 200). Wir unterscheiden demnach:

1. $K << \dfrac{\pi}{a}$, optische Welle.

Der in den Elementarparallelepipeden peri-

1) Vgl. Sommerfeld, diese Zeitschr.

1) Dispersion und Doppelbrechung von Elektronengittern (Kristallen), Dissertation, München 1912.

odische Teil liefert keine Wellenlängen, welche mit optischen Wellenlängen vergleichbar wären; hingegen liefert der Faktor e^{iKs} Wellen von großer Wellenlänge, welche den Gliedern der Fourierreihe gegenüber am besten als langgezogene Dünung gekennzeichnet werden. Von der ganzen Fourierreihe wird optisch nichts weiter als der Mittelwert in einem Elementargebiet merklich, der durch das Glied 000 der Reihe dargestellt wird. Daher ist das optische Potential

$$\Pi = \frac{\pi}{2abc} \cdot e^{-iKs} \frac{1}{K^2 - K_0^2}. \qquad (11)$$

Die höheren Glieder der Summe haben zudem Amplituden, welche mit der des Gliedes 000 gar nicht vergleichbar sind, da $K << \frac{\pi}{a}$.

2. $K >> \frac{\pi}{a}$, Röntgenstrahl.

Hier haben jene Glieder der Summe (8) die größte Amplitude, für welche am nächsten Resonanz eintritt, d. h. für welche die ganzzahligen Indizes l, m, n am besten die Gleichung erfüllen:

$$\left(\frac{l\pi - a\alpha}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi - b\beta}{b}\right)^2 + \left(\frac{n\pi - c\gamma}{c}\right)^2 = K_0^2. \qquad (12)$$

Diese Bedingung sondert aus der unendlichen Zahl von Oberschwingungen des Raumgitters jene aus, welche bei gegebener Frequenz des Röntgenstrahls maximale Intensität haben; diese werden im Fall II und III des halben Kristalls durch die Trennungsfläche hindurch als Interferenzstrahlen hinaustreten.

Bei der geometrischen Interpretation dieser Bedingung ist hervorzuheben, daß K_0 und K für den Fall des Röntgenstrahls praktisch zusammenfallen. Dies geht experimentell aus der Abwesenheit jeder Spur von Brechung der X-Strahlen hervor; die Extrapolation des Brechungsindex auf Grund einer Dispersionsformel (z. B. der Planckschen) ergibt Werte wie

$$\nu^2 = \left(\frac{K}{K_0}\right)^2 = 1 - 4 \cdot 10^{-8}, \qquad (13)$$

also eine unmerkliche Abweichung von 1. Daher nehmen wir jetzt an:

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = K^2 = K_0^2. \qquad (14)$$

Die Bedingung (12) bedeutet nun folgende Konstruktion: In einem Gitter mit den Teilungen $\frac{\pi}{a}$, $\frac{\pi}{b}$, $\frac{\pi}{c}$ („reziprokes Gitter") schlage man um den Punkt (α, β, γ) die Kugel, welche durch den Nullpunkt des Gitters geht. Liegen auf der Kugelfläche noch andere Gitterpunkte $[l_0, m_0, n_0]$, so treten im Kristall Wellen mit maximaler Intensität auf, die die gleiche Richtung wie

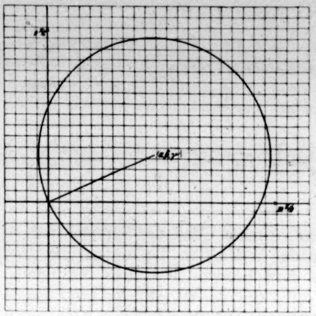


Fig. 3.

die Verbindungslinien von $[l_0, m_0, n_0]$ zum Mittelpunkt der Kugel haben.

Die Richtungskosinusse der Verbindungslinie $[l_0, m_0, n_0]$ nach (α, β, γ) im reziproken Gitter sind nämlich, wie aus (8) ersichtlich, zugleich die Richtungskosinusse der Wellennormale der entsprechenden Welle, die sich im Kristall ausbreitet. Daß der Nullpunkt des Gitters stets auf der Kugelfläche liegt, folgt aus (12) und (14).

Es ist bemerkenswert, daß die Wellen maximaler Intensität zugleich die einzigen Wellen des Potentials (8) sind, welche sich mit der Lichtgeschwindigkeit c im Gitter fortpflanzen. Für alle anderen Glieder von (8) ist ja die Quadratsumme der Faktoren von x, y, z im Exponenten von e anders als K_0^2.

An der Fig. 3 lassen sich die bekannten Aussagen über Symmetrie bei senkrechter Inzidenz usw. ablesen. Doch scheint es zweckmäßig, zu den Fällen II und III überzugehen und das Feld im Außenraum zu untersuchen und den Einfluß der Grenzfläche $z = 0$ festzustellen.

§ 4. Fall II. Einfall des Röntgenstrahls auf den Kristall. Werden mit genau dem gleichen Ansatz (6) für die Dipolschwingungen die Schwingungen des „halben Kristalls" summiert, so ist zwischen dem Innenraum und dem Außenraum zu unterscheiden. Die Grenze zwischen beiden verläuft nicht, wie man zuerst annehmen könnte, in der letzten Gitterebene $z = 0$, sondern der Kristall erscheint infolge der Periodizität des Feldes um den Abstand c einer Symmetrieebene fortgesetzt. Es ist notwendig, außer dem oberen Halbraum auch noch eine Schicht von der Dicke c des unteren zum Kristallinneren zu zählen. Die folgenden Formeln für den Außenraum gelten also für

$$z + c < 0, \qquad (15)$$

dann aber streng, d. h. in jeder Entfernung von der Trennungsfläche.

Das Potential ist[1]):

$$\Pi = \frac{\pi}{4ab} e^{ic\gamma} \sum_{l,m}^{-\infty\ldots+\infty} \frac{e^{-i\frac{l\pi - a\alpha}{a}x - i\frac{m\pi - b\beta}{b}y - i\nu_{l,m}(z+c)}}{\nu_{l,m}\cdot\sin c\,(\nu_{l,m}+\gamma)}, \tag{16}$$

wo

$$\nu_{l,m} = \sqrt{K_0^2 - \left(\frac{l\pi - a\alpha}{a}\right)^2 - \left(\frac{m\pi - b\beta}{b}\right)^2} \tag{16a}$$

ist.

Das einzelne Glied der Summe stellt wieder eine ebene Welle dar, die mit der Geschwindigkeit c fortschreitet. Maximale Amplitude entsteht auf zweierlei Art, entsprechend den beiden Faktoren im Nenner.

1. $$\nu_{l,m} = 0,$$

das heißt

$$\left(\frac{l\pi - a\alpha}{a}\right)^2 + \left(\frac{l\pi - b\beta}{b}\right)^2 = K^2. \tag{17}$$

Diese Glieder bedeuten ebene Wellen, welche parallel der Grenzfläche laufen. Man kann sie als Oberflächenwellen bezeichnen, da sie getrennt von der Oberfläche nicht existenzfähig zu sein scheinen. Experimentell sind sie nicht nachgewiesen, und es läßt sich theoretisch einsehen, daß ihre Energie an der Grenze der Kristalloberfläche in abgebeugte Energie übergeführt wird, indem die Oberflächenwellen vernichtet werden. Für die Unmöglichkeit des Nachweises dieser Wellen ist es wesentlich, daß nur ein begrenztes Stück Kristalloberfläche von dem ausgeblendeten Röntgenstrahl durchstrahlt wird.

2. $$\sin c\,(\nu_{l,m} + \gamma) = 0,$$

das heißt

$$\sqrt{K_0^2 - \left(\frac{l\pi - a\alpha}{a}\right)^2 - \left(\frac{m\pi - b\beta}{b}\right)^2} = \frac{n\pi - c\gamma}{c}. \tag{18}$$

Dies ist genau die Bedingung (12), so daß die Behauptung in § 3 gerechtfertigt ist, daß die in Resonanz geratenden Eigenschwingungen des Raumgitters nach außen hinaustreten.

Für $\nu_{l,m}$ ist in (16a) der positive Wert der Wurzel zu nehmen, so daß die Wellen von der Grenzfläche fort in den Außenraum eilen. Nach (18) heißt dies, daß nur Werte von $n\frac{\pi}{c}$ statthaft sind, welche γ übertreffen. In der geometrischen Deutung der Fig. 3 sollen also nur jene Wellen l_0, m_0, n_0 genommen werden, die nach abwärts gehen ($n_0 > \gamma$). Hierdurch ist das einer Frequenz ω bzw. einem festen Werte K_0 zukommende Interferenzbild auf der Vorderseite vollständig festgelegt.

Fall III. Austritt eines Röntgenstrahls. Das Potential für den Außenraum wird aus (16) durch Umkehrung der Strahlrichtung (α, β, γ) erhalten:

$$\Pi = -\frac{\pi}{4ab} e^{-ic\gamma} \sum_{l,m}^{-\infty\ldots+\infty} \frac{e^{-i\frac{l\pi + a\alpha}{a}x - i\frac{m\pi + b\beta}{b}y - i\nu_{l,m}(z+c)}}{\nu_{l,m}\sin c\,(\nu_{l,m} - \gamma)}, \tag{19}$$

$$\nu_{l,m} = \sqrt{K_0^2 - \left(\frac{l\pi + a\alpha}{a}\right)^2 - \left(\frac{m\pi + b\beta}{b}\right)^2}. \tag{19a}$$

Um die beobachtbaren Wellen maximaler Intensität zu finden, dient die zu Fig. 3 analoge Konstruktion, bei der der Punkt $(-\alpha, -\beta, -\gamma)$ als Mittelpunkt der Kugel vom Radius K_0 gewählt wird. Da wieder die Wurzel (19a) positiv gemeint ist, muß diesmal $\frac{n\pi}{c} > -\gamma$ sein; an der in Fig. 3 gezeichneten Kugel lassen sich diese Wellen durch die auf der unteren Hälfte der Kugel liegenden Punkte darstellen. Fig. 4 läßt die Bilder auf der Vorder- und auf der Rückseite des Kristalls ablesen, wobei die Orientierung etwas anders ist, als in Fig. 2 und 3. Die Pfeile sind nämlich so eingetragen, als würden die Interferenzstrahlen sowohl auf der Vorder- wie auf der Rückseite durch den auf den gezeichneten Kristall einfallenden Primärstrahl verursacht.

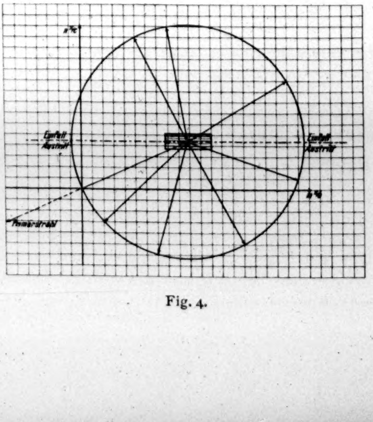


Fig. 4.

1) Die Ableitung dieser Formel geschieht nach den gleichen Methoden wie bei (8). Sie wird demnächst an anderer Stelle veröffentlicht werden.

§ 5. Welche allgemeinen Aussagen lassen sich an Hand von Fig. 4 über die Interferenzbilder machen? Es möge zwischen zwei Fällen unterschieden werden: einmal soll die Frequenz, d. h. K_0, festgehalten und die Richtung des Einfalls geändert werden. Der Punkt (α, β, γ) bewegt sich hierbei auf der um den Ursprung des reziproken Gitters gelegten Kugel vom Radius K_0. Später soll die Richtung des Strahls fest sein und die Wellenlänge der X-Strahlen (bzw. ihrer Fourierentwickelung) innerhalb eines gewissen Bereichs variieren; in § 6 schließlich werden beide Arten von Variationen zugelassen.

Besonderer Wert wird bei dieser Besprechung auf die Erklärung des „reflektierten" Strahls gelegt werden müssen, dessen Entstehung nicht ganz selbstverständlich ist. Während es sofort aus Fig. 4 ersichtlich ist, daß in der Richtung des einfallenden X-Strahls stets ein Interferenzmaximum liegt (vom X-Strahl auf den Aufnahmen verdeckt), folgt die Existenz und die große Intensität des reflektierten Strahls erst durch eine Reihe von Überlegungen.

Fall 1. K_0 fest, Richtung des Primärstrahls veränderlich.

1. An der Figur läßt sich sofort ein Reziprozitätssatz ablesen, der die Richtung des Einfalls und der Interferenzmaxima verknüpft: Werden die Interferenzstrahlen durch ihre Winkel gegen das Kristallgitter gekennzeichnet, so entsteht das geometrisch gleiche Interferenzbild, wenn der einfallende Röntgenstrahl mit irgendeinem Interferenzstrahl vertauscht wird.

Daß die Intensitätsverteilung sich bei dieser Vertauschung ändert, und das Gesetz dieser Änderung geht aus der Komponentenzerlegung des § 7 hervor.

2. Ein reflektierter Strahl existiert nur bei ausgezeichneten Lagen des Punktes (α, β, γ); nämlich, wenn χ den Einfallswinkel bedeutet, nur falls (α, β, γ) in eine der Symmetrieebenen $z = \text{const}$ des reziproken Gitters fällt:

$$\gamma = K_0 \cos\chi = h \cdot \frac{\pi}{2c}, \tag{20}$$

wo h eine ganze Zahl ist. Führt man die „Wellenlänge" $\lambda = \frac{2\pi}{K_0}$ ein, so muß also der Einfallswinkel die Bedingung

$$\cos\chi = \frac{h}{2} \cdot \frac{\lambda}{2c}$$

erfüllen. Der Winkelunterschied zweier Richtungen, bei welchen Reflexion überhaupt möglich ist, beträgt demnach

$$\Delta\chi = \frac{\lambda}{4c\sin\chi}. \tag{20a}$$

Eine gleiche Formel haben E. Hupka und W. Steinhaus[1]) gebraucht, um aus Streifungen im „reflektierten" Interferenzfleck die Wellenlänge zu berechnen; $\Delta\chi$ bedeutet bei ihnen den Winkelabstand der Streifen, d. h. derjenigen Richtungen, in welchen die Reflexion besonders stark erscheint. Doch wird von anderer Seite den Streifungen mehr zufälliger Charakter beigelegt, indem sie durch Spaltflächen im Kristallinnern verursacht werden sollen.

Fall 2. Richtung fest, K_0 veränderlich.

Die wahre Zeitabhängigkeit der elektrischen Feldstärke eines Röntgenstrahls wird wohl nicht durch eine einzige harmonische Schwingung wiedergegeben, die bisher allein betrachtet wurde. Vielmehr deutet allein schon die Vorstellungsweise von der Entstehung des Röntgenimpulses aus der Bremsung eines Kathodenstrahlteilchens darauf hin, daß das Röntgenspektrum nur durch viele Glieder einer Fourierentwickelung darstellbar ist, welche merkliche Amplitude besitzen. Wir wollen nun annehmen, daß die Wellenlänge der auffallenden Strahlung innerhalb eines gewissen Bereichs kontinuierlich variieren möge; dem entspricht ein Bereich ΔK_0 für $K_0 = 2\pi/\lambda$. Wir setzen ferner bei den folgenden Überlegungen voraus, daß die Intensität des primären X-Strahlspektrums nicht zu schnell mit der Wellenlänge variiert. An der Fig. 4 sieht man leicht folgendes ein:

1. Da nur das Verhältnis des Kugelradius K_0 zur Gitterteilung auf die Lage der Interferenzpunkte von Einfluß ist, so werden die Interferenzbilder ähnlicher Raumgitter gleich sein, wenn nur

$$\frac{\pi/c}{K_0} = \frac{\lambda}{2c} \tag{21}$$

konstant ist. Da tatsächlich beobachtet wird[2]), daß Substanzen mit gleichem Raumgitter und verschiedenem Molekularvolumen die gleichen Interferenzen liefern, so kann dies als Beweis für die Behauptung angesehen werden, daß das Spektrum des primären Röntgenstrahls sich über einen gewissen Bereich kontinuierlich erstreckt. Ebenfalls spricht hierfür die Temperaturunabhängigkeit der Interferenzbilder[3]).

2. Jeder Interferenzstrahl enthält Wellen von verschiedenen Wellenlängen[4]).

Hat man nämlich einen Interferenzpunkt $[l_0, m_0, n_0]$ gefunden, so lege man durch ihn und den Nullpunkt die Gerade $(l:m:n)$, welche alle Gitterpunkte enthält, die Interferenzstrahlen der gleichen Richtung

1) Ber. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 164, 1913.
2) W. Friedrich, in einer demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinenden Arbeit.
3) De Broglie, Comptes Rendus 1913, S. 1011.
4) Siehe die analoge Betrachtung von G. Wulff, diese Zeitschr. **14**, 220, 1913.

$$\left(l_0 \frac{\pi}{a} - \alpha\right) : \left(m_0 \frac{\pi}{b} - \beta\right) : \left(n_0 \frac{\pi}{c} - \gamma\right)$$

hervorbringen können, wenn die Richtung $\alpha : \beta : \gamma$ des Primärstrahls gegeben ist.

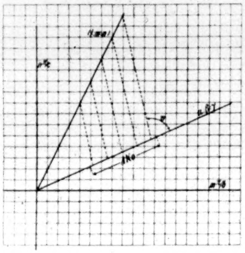


Fig. 5.

Für die Intensität des Interferenzfleckes kommt es darauf an, wie viele Punkte des Gitters an solchen Stellen auf der Geraden liegen, daß die zugehörigen Werte von K_0 innerhalb des gegebenen Intervalls ΔK_0 liegen. Je mehr solcher Punkte es gibt, um so größer wird die Intensität des Fleckes, der von diesen Strahlen gemeinsam erzeugt wird, sein. Die Anzahl der Punkte auf der Längeneinheit der Geraden $l : m : n$ ist proportional $(L^2 + M^2 + N^2)^{-1/2}$, wenn L, M, N die kleinsten ganzen Zahlen vom geforderten Verhältnis sind; die Länge des für die Punkte geeigneten Stückes der Geraden ist $2 \Delta K_0 \cdot \cos \frac{\psi}{2}$, wenn ψ den Winkel zwischen einfallendem Strahl und dem Interferenzstrahl bedeutet. Daher ist die Intensität eines Bildes proportional[1])

$$2 \cos \psi/2 \cdot \frac{\Delta K_0}{\sqrt{L^2 + M^2 + N^2}}. \tag{22}$$

Für den reflektierten Strahl ist $\frac{\psi}{2}$ gleich dem Einfallswinkel χ.

3. Die Strahlen der Richtung

$$\left(l \frac{\pi}{a} - \alpha\right) : \left(m \frac{\pi}{b} - \beta\right) : \left(n \frac{\pi}{c} - \gamma\right)$$

können im Sinne der Braggschen Theorie erklärt werden als Reflexionen des einfallenden Strahls an einer Ebene senkrecht zur Geraden $(l : m : n)$. Diese Ebene hat die Indizes (L, M, N), und es ist nach (22) ersichtlich, daß alle Kristallflächen mit niederen Indizes besonders gut zu reflektieren scheinen.

§ 6. Die Form der Interferenzflecke läßt darauf schließen, daß ein einziger Röntgenstrahl von bestimmter Richtung und Wellenlänge zur Erklärung der Erscheinung nicht genügt, sondern daß jeder Fleck seine Intensität dem Zusammentreffen einer Reihe von Einzelmaximis verdankt, welche je durch gewisse Bestandteile der auffallenden Intensität erzeugt werden.

Nach den Formeln (16) und (19) für das Potential im Außenraum treten ebene Wellen aus der Grenzschicht aus. Angenommen, daß der auffallende Röntgenstrahl durch eine Kreisblende ausgeschnitten wurde und daß er wirklich nur eine Richtung besäße („ebener Impuls"), so müßten alle Interferenzflecke kreisförmig sein, wenn die photographische Platte der Grenzfläche parallel steht. Die Kreise hätten dabei gleichen Durchmesser wie die Blende. Dies stimmt mit

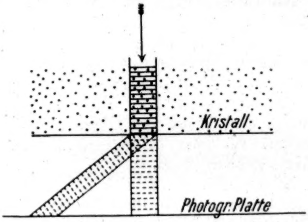


Fig. 6.

neueren Beobachtungen von Laue[1]) überein, welcher fand, daß die Fleckenform um so runder wird, je weiter die Röntgenröhre vom Kristall entfernt wird. Auf den ursprünglichen Aufnahmen von Laue, Friedrich und Knipping[2]) ist die Fleckenform in die Länge gezogen, ungefähr elliptisch mit der großen Achse quer zur Richtung nach dem Zentrum der ganzen Figur. Diese Form kann durch Übereinanderlagerung vieler Maxima an Hand der Konstruktion von Fig. 4 so erklärt werden: Man denke sich die Figur zunächst für senkrechten Einfall gezeichnet (Fig. 7). Der Interferenzpunkt P möge entstehen. Nun werde die Richtung des Einfalls innerhalb eines kleinen Kegels $d\Omega$ variiert; entsteht dann um den ursprünglichen Interferenzstrahl ein Kegel von Nachbarinterferenzstrahlen? Es ist die Frage, ob es in Fig. 7 Lagen des Kugelmittelpunktes $(\alpha \beta \gamma)$ gibt, welche wieder den Punkt P als Interferenzpunkt erzeugen.

Um diese Lagen von $(\alpha \beta \gamma)$ zu finden, hat man diejenigen Punkte im Kegel $d\Omega$ aufzusuchen, welche vom Nullpunkt und von P gleich weit entfernt sind. Dies geschieht mittels der Ebene E (siehe Fig. 7), welche den Kegel $d\Omega$ in einer Ellipse durchsetzt. Von jedem der

1) Vgl. die Formel bei L. S. Ornstein, K. Acad. te Wetensch. Amsterd., März 1913, S. 1229, welche aus ganz anderen Betrachtungen gewonnen ist.

1) Diese Zeitschr. **14**, 421, 1913.
2) Sitzungsber. München 1912.

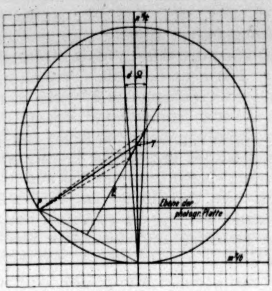


Fig. 7.

Punkte innerhalb der Ellipse geht ein Strahl in der Richtung nach P aus, und die Gesamtheit dieser Strahlen bildet einen Kreiskegel. Der Durchschnitt dieses Kegels und der photographischen Platte ist eine Ellipse, deren kleine Achse in der Ebene von Interferenzstrahl und einfallendem Strahl liegt. Jeder Punkt in dieser Ellipse ist der Mittelpunkt eines kreisförmigen Interferenzbildes, und so kommt es, daß die Flecken elliptisch sind und der Helligkeitsabfall nach dem Rande zu langsam geschieht[1]).

§ 7. Bisher wurde die Diskussion an das Hertzsche Potential (8) bzw. (16) und (19) angeschlossen. Es erübrigt nun festzustellen, welche Umstände beim Übergang zur elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ nach der Vorschrift (7) hinzutreten.

Zu den Potentialen Π ist als vektorielle Amplitude $\mathfrak{a}$ die Amplitude der Dipolschwingungen zu ergänzen, so daß das Potential eines der Summenglieder im wesentlichen die Form hat

$$\mathfrak{a} \cdot e^{-iKs'}, \qquad (23)$$

wo s' eben die Richtung des Interferenzstrahls ist. Bildet man aus diesem Potential $\mathfrak{E}$, so stellt sich heraus, daß die Komponente $\mathfrak{a}_{||}$ von $\mathfrak{a}$, welche in die Richtung von s fällt, keinen Beitrag zu $\mathfrak{E}$ liefert. Nur die andere Komponente $\mathfrak{a}_{\perp}$ ist überhaupt wirksam.

Es ist anzunehmen, daß die Dipole senkrecht zum einfallenden Röntgenstrahl (s) schwingen, da dieser Strahl bei weitem die größte Intensität hat. Soll nun die Intensität eines Interferenzstrahls (s') berechnet werden, so muß die Dipolamplitude $\mathfrak{a}$ in die in der Ebene (ss') schwingende Komponente ($\mathfrak{a}_1$) und die andere $\perp (s, s')$ zerlegt werden ($\mathfrak{a}_2$). Die letztere kommt für s' voll zur Wirkung, die erste mit dem Faktor $\cos(s's)$. Die Intensität des Strahls s' ist also

$$\mathfrak{a}_1^2 + \mathfrak{a}_2^2 \cos^2(s's). \qquad (24)$$

Man sieht an den Interferenzbildern, daß die einfallenden Röntgenstrahlen (bzw. die Dipolschwingungen) nicht polarisiert sein können. Wären sie es nämlich, so müßten die Intensitäten zweier unter gleichem Winkel ($s's$) gegen den Primärstrahl gelegener Interferenzstrahlen (korrespondierender Interferenzflecke in verschiedenen Quadranten) verschieden sein, weil die Zerlegung in die Komponenten $\mathfrak{a}_1$ und $\mathfrak{a}_2$ für beide Strahlen ungleich wäre.

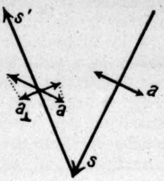


Fig. 8.

Mit $\mathfrak{a}_1 = \mathfrak{a}_2$ ist die Intensität eines Strahls also proportional

$$1 + \cos^2(s's). \qquad (25)$$

Es lohnt sich, für den reflektierten Strahl die Abhängigkeit der Intensität von dem Einfallswinkel χ zusammenzustellen.

Bei dem reflektierten Strahl ist (vgl. (20))

$$\frac{n\pi}{c} = 2\gamma,$$

und nach (18)

$$\nu_{lm} = \gamma = K_0 \cos\chi.$$

Nach (16) ist die Amplitude also proportional $\frac{1}{\cos\chi}$.

(22) zeigt ferner, daß die Anzahl der im reflektierten Strahl vertretenen Wellenlängen (Werte von K_0) proportional $\cos\chi$ ist, so daß die Intensität unter Berücksichtigung von (16), (22), (25) proportional wird mit

$$\frac{1 + \cos^2 2\chi}{\cos\chi}. \qquad (26)$$

Diese Funktion ist in Fig. 9 aufgetragen.

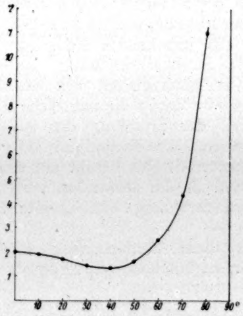


Fig. 9.

1) Vergl. die Tafeln in der ersten Publikation von Laue usw. Auch die Tatsache, daß die Interferenzflecken nahe hinter dem Kristall rund sind (siehe z. B. W. C. Bragg, l. c.) erklärt sich durch diese Überlagerung vieler kreisförmiger Flecken.

Das Reflexionsvermögen nimmt bei schrägem Einfall stark zu. Während es sich in dem Intervall zwischen 0^0 und 60^0 nur wenig ändert, ist es bei 80^0 auf das Fünffache des Wertes bei 60^0 gestiegen. Bei ganz streifender Inzidenz tritt in Wirklichkeit (wie bei den Oberflächenwellen in § 4, 1) Beugung an der Berandung der Oberfläche hinzu, welche in dieser Theorie nicht berücksichtigt wurde und die das weitere Ansteigen der Intensität verhindert. Man vergleiche die Reflexion einer Lichtwelle an einem unendlichen und an einem begrenzten Spiegel. Experimente, die von Herrn Friedrich unternommen werden, um die Intensität des reflektierten Strahles zu messen, sind noch nicht bis zur quantitativen Verwertung gediehen. Ein schneller Abfall der Intensität um den Einfallswinkel 70^0 herum ist auf den Aufnahmen nicht zu verkennen.

§ 8. Verhältnis zu anderen Theorien; Eigenstrahlung der Antikathode.

Die obigen Ausführungen enthalten die gleichen Gedanken wie die Lauesche Theorie und unterscheiden sich von dieser nur durch die Idealisierung des Problems (unendlicher Kristall, dafür aber Gültigkeit der Formeln in beliebiger Nähe des Körpers). Sie liefern daher auch die gleichen Ergebnisse, die Laue in seiner ersten Publikation veröffentlicht hat. Formel (9a) für die Richtungskosinuse der Interferenzstrahlen ist identisch mit Laues Gleichungen (7), wenn diese für ein rhombisches Gitter spezialisiert werden. Werden aus Laues Gl. (7) die Richtungskosinuse α, β, γ eliminiert, so entsteht genau (12). Auch alle weiteren geometrischen Folgerungen der beiden Theorien dürften identisch sein. Besonders findet auch Laue die Bedingung (20) für das Auftreten des reflektierten Strahls bei monochromatischem X-Strahl.

Formeln für die Intensität sind von Bragg[1]) und Ornstein[2]) gewonnen worden, indem sie die Dichte der Moleküle in den reflektierenden Flächen berücksichtigten. Laue behält in der Intensität die unbekannte Funktion $\Psi(\alpha, \beta)$, welche die Strahlungsintensität des einzelnen Teilchens in Abhängigkeit von der Richtung setzt. Hier wird in § 7 die natürliche Richtungsabhängigkeit der Strahlung des gewöhnlichen Dipols verwertet. Die Formel (26) für die Stärke des reflektierten Strahls beruht auf der Voraussetzung, daß in der spektralen Verteilung der auffallenden Strahlung hinreichende Stetigkeit herrscht.

Gerade diese Voraussetzung scheint aber nach neuen Ergebnissen von Bragg[3]) oft nicht erfüllt zu sein, weil eine sehr starke und fast monochromatische Eigenstrahlung der Antikathode auftritt. Deren Interferenzen wären nach § 5, Fall 1 zu behandeln, zurzeit liegt aber genügendes experimentelles Material noch nicht vor. Es sei nur bemerkt, daß Bragg Reflexion der Eigenstrahlung bei einer Reihe von Einfallswinkeln gefunden hat, welche je etwa 4^0 auseinander liegen. Nach (20a) würde aus dieser Angabe auf ein Verhältnis von Wellenlänge zu Gitterabstand $= {}^1/_{10}$ zu schließen sein; Laue brauchte zur Erklärung eine Reihe von Verhältnissen zwischen 0,04 und 0,14. Die Eigenstrahlung der Antikathode würde also in den bereits bekannten Spektralbereich fallen. Weitere Aufschlüsse über die Homogenität der Eigenstrahlung werden sich aus der Intensitätsverteilung in den Flecken ziehen lassen.

(Eingegangen 8. Mai 1913.)

1) loc. cit. 2) loc. cit.

3) Roy. Soc. London, Sitzung vom 17. April. Siehe Nature, 24. April 1913.

Die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen.
(The reflection of X-rays by crystals.)

Von W. H. Bragg.

Im zweiten Aprilheft dieser Zeitschrift (**14**, 317, 1913) beschreibt Herr W. Friedrich eine neue Interferenzerscheinung bei Röntgenstrahlen. Bei diesen neuen Versuchen tritt der Einfluß der Natur der Antikathode deutlicher zutage als bei den ursprünglichen Versuchen, die sich auf die Theorie von Laue gründeten. Ich habe mich seit einiger Zeit mit der Untersuchung der Reflexion von Röntgenstrahlen in Kristallflächen nach einem Ionisierungsverfahren beschäftigt, und diese meine Messungen lassen gleichfalls den Einfluß der Natur der Antikathode erkennen. Ich glaube, sie beleuchten einigermaßen diese neue Arbeit des Herrn Friedrich. Eine ausführliche Schilderung von ihnen ist in einer Arbeit erschienen, die mein Sohn und ich kürzlich der Royal Society vorgelegt haben, und ich will hier nur einen kurzen Bericht zu geben versuchen.

Ein sehr feines Röntgenstrahlenbündel wird in einer Oberflächenebene eines Kristalls reflektiert, die entweder eine Spaltfläche ist, oder so geschnitten ist, daß sie eine der übrigen wichtigen Ebenen bildet. Das reflektierte Strahlenbündel wird nach einem Ionisierungsverfahren untersucht, und die ganze Apparatur ähnelt einem Spektrometer, in dem das Fernrohr durch eine Ionisierungskammer ersetzt ist.

Es sind folgende Tatsachen festzustellen: In der von uns benutzten Röntgenröhre waren neben anderen, nicht eingehend untersuchten Strahlen drei homogene Strahlenbündel vorhanden, von denen jedes nur von einer be-

stimmten Kristallfläche unter einem scharf definierten Winkel reflektiert werden konnte, oder vielmehr unter einem Winkel aus einer Reihe von Winkeln, die durch die Formel

$$n\lambda = 2d \sin \Theta$$

gegeben wird. In dieser Formel ist n eine kleine Zahl — 1, 2 oder 3 —, d ist der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden reflektierenden Flächen in dem Kristall, und Θ ist der streifende Winkel, d. h. der Winkel zwischen dem Strahl und der Kristallfläche. Wir haben noch nicht gründlich untersucht, wie eng die Grenzen sind, innerhalb derer diese besonderen Winkel liegen, aber die Grenzen betragen vermutlich nicht mehr als einige wenige Minuten auf jeder Seite. Die Winkel lassen sich schon mit der gegenwärtigen rohen Apparatur mit einer Genauigkeit von ungefähr 1. v. H. messen. Ich möchte ein paar Beispiele angeben. Für eine Würfelfläche von Steinsalz, also für eine Fläche {100}, sind die Werte von 2Θ: 27,3 bzw. 23,1 und 19,9; für eine Fläche eines Ferrozyankalikristalls sind sie fast genau dieselben; für eine Würfelfläche von Eisenpyriten sind sie 28,5 bzw. 24,2 und 20,8; und so weiter von einem Kristall zum andern. Bei derselben Steinsalzfläche kann man auch „Nebenspektren" finden. Beispielsweise tritt das mittlere Strahlenbündel unter Winkeln auf, deren Halbwerte die Sinus 0,200, 0,401 und 0,597 haben, welche also im Verhältnis 1 : 2 : 3 stehen. Schneidet man das Steinsalz so, daß es eine Fläche {111} aufweist, so werden die drei Strahlenbündel dann reflektiert, wenn die Werte von 2Θ 48,5 bzw. 40,2 und 34 sind, und der Sinus des zum mittleren Bündel gehörigen Halbwinkels ist dann 0,3437. Vergleicht man diesen Wert mit der entsprechenden Größe für das von einer Fläche {100} gelieferte Spektrum, so erscheint das Verhältnis d 3 : 1, wie es der Fall sein muß, und man kann auf andere Weise Schnitte führen, die gleich befriedigende Ergebnisse liefern. Die Winkel hängen in keiner Weise von dem Zustande der Röhre ab, sie hängen aber von dem Material der Antikathode ab. Wir haben hier in der Tat ein Mittel, die Strahlung zu analysieren, die von der Antikathode ausgeht, und es will scheinen, daß wir in diesem Sonderfalle drei homogene Strahlenbündel haben, von denen vermutlich jedes lange Züge ähnlicher Wellen enthält. Die Antikathode ist, wie wir annehmen, reines Platin. Die Massenabsorptionskoeffizienten der drei Strahlenbündel in Aluminium sind näherungsweise 26, 18, 11. Ich bin gegenwärtig dabei, sie genauer zu messen.

Die übrige von dieser besonderen Röhre ausgesandte Strahlung ist noch nicht analysiert worden; sie spaltet sich nicht so leicht in einzelne Strahlenbündel. Wenn sich der Zustand der Röhre ändert, so können wir annehmen, daß sie nicht aufhört, diese homogenen Strahlen auszusenden, aber andere in wechselndem Mengenverhältnis hinzutreten läßt.

Universität Leeds, 26. April 1913.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. Mai 1913.)

Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge.

Von Gotthelf Leimbach.

Mit der vorliegenden Arbeit wurde der Zweck verfolgt, nach Mitteln und Wegen zu suchen, die zu einer Steigerung der Energieaufnahme von Systemen von kleiner Wellenlänge führen können, um die Verwendung derartiger Systeme für Zwecke der luftelektrischen Forschung zu ermöglichen. Die im folgenden mitgeteilten Resultate sind, wie gleich vorausgeschickt werden soll, durchaus qualitativer Natur, da sie im Laufe von zwei Jahren gelegentlich orientierender Versuche gewonnen sind, und auf absolute quantitative Messungen mangels ausreichender Meßmittel von vornherein verzichtet war. Das relativ große Material ließ sich jedoch nach bestimmten Gesichtspunkten ordnen und vermag in der untenstehenden Fassung zur Frage nach der Energieaufnahme von Sendern kleiner Wellenlänge manchen Beitrag zu liefern. — Die Untersuchungen wurden aus den von Herrn Dr. Krupp von Bohlen-Halbach für Zwecke luftelektrischer Forschung bereitgestellten Mitteln bestritten.

Die Aufgabe war, zu untersuchen, in welcher Weise und wieweit bei Sendern von der von Hertz verwandten Größenordnung, deren Wellenlänge also kleiner wie 2 m war, die Energieaufnahme und Ausstrahlung sich steigern läßt, und welche Reichweiten sich mit in diesem Sinne verbesserten Systemen erzielen lassen.

Die Energie E eines elektrostatischen Feldes, z. B. eines Senders, ist gegeben durch die Beziehung:

$$E = {}^1/_2 C \cdot V^2,$$

wo mit C die Kapazität und mit V das Potential bezeichnet ist, auf das diese aufgeladen wird. Durch den Funken kommt diese Energie zum Ausgleich. Erfolgt darauf eine neue Aufladung des Systems, und zwar N mal in der Sekunde, so kommt auch N mal diese Energie durch den Funken in Form von Schwingungen zum Ausgleich. Die Schwingungsenergie des Systems hat somit den Betrag:

$$E_s = N \cdot {}^1/_2 C \cdot V^2.$$

Hieraus ist sofort zu ersehen, daß eine Energiesteigerung auf dreifache Weise erreicht werden kann: durch Vergrößerung 1. der Kapazität (C), 2. der Spannung (V), 3. der Entladungszahl (N).

Wir nehmen C voraus, weil der beliebigen Vergrößerung der Kapazität aus dem Grunde sehr bald ein Ziel gesetzt wird, weil sich mit C auch die Wellenlänge nach der bekannten Beziehung:

$$\lambda \sim \sqrt{L \cdot C}$$

vergrößert, der im vorliegenden Falle ja eine obere Grenze von etwa 2 m gesetzt war. Will man bei $\lambda = \text{const}$ die Kapazität C vergrößern, so kann das nur durch gleichzeitige Verkleinerung der Selbstinduktion L geschehen. Dieses Ziel wurde von E. Wiechert in mehreren Senderkonstruktionen angestrebt, bei denen die Funkenstrecke innerhalb der Kapazität angeordnet und L damit auf ein Minimum vermindert war. Die Versuche mit solchen Sendern ergaben, daß sich zwar Systeme von relativ kleiner Wellenlänge (2—6 m) bei ca. 1000 cm Kapazität herstellen ließen, aber die Ausstrahlung der fast geschlossenen Systeme erwies sich als ziemlich ungünstig, so daß dieser Weg vorerst verlassen wurde.

Der zweite Weg: Vergrößerung der Energie durch Vergrößerung der Spannung ist schon aus dem Grunde aussichtsreicher, weil die Energie quadratisch mit der Spannung zunimmt; aber auch hier tritt ein starkes Hindernis auf in Gestalt der Funkendämpfung.

Die dritte Möglichkeit einer Energiesteigerung besteht in der Erhöhung der Entladungszahl, der Funkenfolge. Auch hier stößt man auf Schwierigkeiten, die darin liegen, daß die Funkenstrecken bei hohen Entladungszahlen zur Lichtbogenbildung neigen und damit ihre Aktivität verlieren. Zum Glück sind uns gerade in den letzten Jahren Mittel in die Hand gegeben worden, diese Schwierigkeiten zu beseitigen oder sie wenigstens doch zu vermindern. Inwieweit diese im Laufe der Versuche Anwendung gefunden haben, soll nunmehr im einzelnen gezeigt werden.

I. Vergrößerung der Kapazität.

Unserer Dreiteilung entsprechend beginnen wir mit den Versuchen über die Größe und die Anordnung der Kapazität im Sender. Eine der ersten Formen zeigt Fig. 1.

Der Sender bestand aus der Kreisscheibenkapazität C_1C_2, die durch 3 Schrauben S_1 und 3 Federn F in weiten Grenzen variiert werden konnte. Die Funkenstrecke F_1 war innerhalb der Kapazität angeordnet und damit die Selbstinduktion der Zuleitungen sehr herabgesetzt.

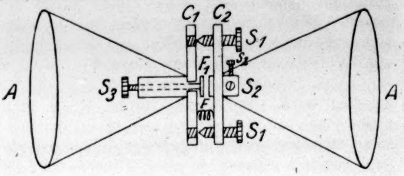


Fig. 1.

3 Schrauben S_2, sowie die Stellschraube S_3 dienten dazu, die Elektroden, die aus kleinen Scheiben von 2 cm ⊖ bestanden, parallel und auf beliebigen Abstand einzustellen. Zwecks stärkerer Strahlung wurde das System mit den symmetrischen Antennen A in Kegelform versehen; der Kegel hatte ca. 30 cm Öffnung und ca. 50 cm Höhe.

Erregt wurde der Sender durch einen kleinen Funkeninduktor mit konstant gehaltener Primärenergie. An Stelle eines quantitativ arbeitenden geschlossenen Resonanzkreises trat ein mit Kontaktdetektor und Spiegelgalvanometer ausgerüsteter, abgestimmter Empfänger. Der Detektor erwies sich für eine Beobachtungsreihe als völlig konstant, und damit die durch ihn gewonnenen Resultate als verläßlich.

Bei unveränderter Primärenergie und Funkenstrecke ($^1/_{10}$ mm) wurde der Kreisplattenkondensator von $^1/_2$ mm Abstand bis auf einen solchen von 20 mm gebracht. Die Kapazität desselben variierte dabei ungefähr zwischen 500 und 10 cm. Neben dieser war noch die der Funkenstrecke von 26 cm und die der Antennen — der Größenordnung nach etwa 40 cm — zu berücksichtigen.

Drei Beobachtungsreihen lieferten das in Fig. 2 veranschaulichte Resultat:

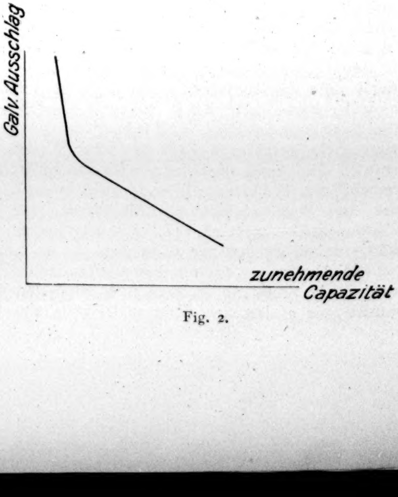


Fig. 2.

Mit abnehmender Kapazität steigt der Galvanometerausschlag, da bei konstantem Ladestrom die Zahl der Entladungen umgekehrt mit C wächst. Dies dauert so lange, bis die Kapazität des Kreisplattenkondensators kleiner wird wie die der Funkenstrecke und der Antennen zusammengenommen. Der Ladestrom wird dann fast ausschließlich zur Aufladung der Antennen (und der Funkenstrecke) verwandt und der Galvanometerausschlag, d. h. die ausgestrahlte Energie nimmt stärker zu, wie vorher. Daraus geht hervor, daß die Schaltung Fig. 3 trotz des großen

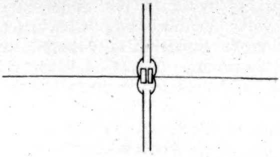


Fig. 3.

im Sender zur Verwendung kommenden C nicht von Vorteil ist; ja selbst dann nicht, wenn man die ganze Anordnung als zwei Kreise auffaßt, von denen Funkenstrecke und Kreisplattenkondensator einen Stoßkreis ähnlich dem von K. Settnik[1]) bilden, während Funkenstrecke und Antennen den Schwingungskreis darstellen.

Da nämlich auch im Falle der Resonanz beider Kreise die Wirkung nicht wesentlich stieg, so wurde geschlossen, daß die direkte Kopplung beider Kreise zum mindesten in dieser Form ungünstig sei. — Induktive Kopplung, bei der der Primärkreis mit Stoßerregung ausgestattet wurde, erwies sich ebenfalls als unvorteilhaft. Die Kopplung stößt bei den kleinen Dimensionen der gerade noch anwendbaren Spulen auf große Schwierigkeiten; die bei Stoßerregung unbedingt erforderliche Variation der Kopplung sogar auf fast unüberwindliche. Auch die bei den kleinen Systemen leichter durchzuführende elektrostatische Kopplung der Fig. 4 wurde, da sie keine Verbesserung zeigte, aufgegeben.

Da die große Kapazität im System zwar hohe Energie zu fassen vermochte, von der aber nach dem Befunde der Fig. 2 nur der bei weitem kleinere Teil zur Ausstrahlung kam, so wurde versucht, entsprechend den Verhältnissen im großen der Antenne selbst möglichst hohe Kapazität zu geben. Dabei wurde ein linearer Sender allmählich zum Hertzschen Sender ausgebildet, aus dem schließlich ein System mit

1) K. Settnik, Die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen mit rein metallischer Leitungsbahn bei Nebenschaltung von Antennen an die Funkenstrecke des Oszillators. Diss. Greifswald 1910.

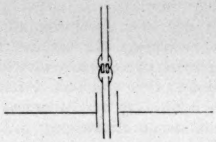


Fig. 4.

einer symmetrischen Doppelkegelantenne hervorging. Die verschiedenen Antennenformen, die zur Anwendung kamen, sind in Fig. 5 abgebildet.

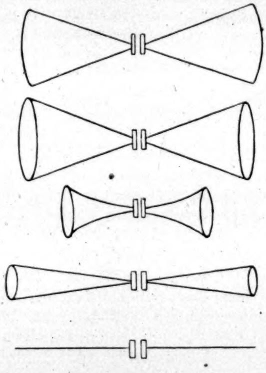


Fig. 5.

1. Stabantenne (linearer Sender).
2. Schmaler Doppelkegel.
3. Doppeltrichter.
4. Großer Doppelkegel.
5. Kreissektor.

Vorausgeschickt sei ein Vorversuch, bei dem der günstige Einfluß der Kapazitätssteigerung in der Antenne beobachtet wurde. Die einfache Antenne — Kupferdraht — eines linearen Senders wurde ersetzt durch mehrere gleichlange Drähte in geringem Abstand voneinander. Es ergaben sich für die verschiedenen Anordnungen folgende Galvanometerausschläge. Tab. 1.

Die Kapazitätsvermehrung wurde darauf durch Anwendung der in Fig. 5 veranschau-

Tabelle 1.

Drahtzahl	Ausschlag	
	Reihe 1	Reihe 2
1	9,5 Skt.	10,5 Skt.
2	13 „	13,5 „
3	21 „	17 „
4	22 „	22 „

lichte Gebilde bewirkt. Zunächst galt es, die Wellenlänge der fast durchweg 45 cm langen Gebilde zu ermitteln, die bei der verschieden großen Kapazität der Gebilde verschieden groß erwartet wurde. Dies geschah durch Verlängerung oder Verkürzung der Antennen des Empfängers, d. h. durch Einstellung auf Resonanz. Um die Systeme unter sich vergleichen zu können, wurde bei gleicher Primärenergie die jeweils ausgestrahlte im Resonanzfalle gemessen. Die Resultate dieser Messungen sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Antennenform	$\lambda/2$	Ausschlag
Stabantenne	90 cm	8,5 Skt.
schm. Doppelkegel . . .	105 „	36 „
Doppeltrichter	100 „	15 „
gr. Doppelkegel	120 „	54 „
Kreissektor	105 „	45 „

Aus dieser Zusammenstellung ist zu ersehen, daß bei annähernd gleicher Wellenlänge die Doppelkegelform, insbesondere der große Kegel das günstigste Sendesystem abgibt. Der Kreissektor, der Schnitt durch den Kegel, erweist sich auch als recht günstig; seines geringeren Platzbedarfes wegen wurde er zumeist verwendet. Die Doppeltrichterantenne, aus zwei Phonographentrichtern gebildet, gab bei einer Antennenlänge von nur 30 cm eine recht große Welle, aber verhältnismäßig sehr geringe Strahlung.

Selbstverständlich sind die Resultate der Tab. 2 sicher von der Dämpfung stark beeinflußt. Ein Vergleich der Dekremente, der auf Grund roher Dämpfungsmessungen möglich wurde, ergab den Erfahrungen der Praxis entsprechend ein großes Gesamtdekrement für den Doppelkegel, ein kleineres für den Kreissektor. In Verbindung mit den Resultaten der Tab. 2 ist der Schluß gerechtfertigt, daß bei den letztgenannten Antennenformen das hohe Gesamtdekrement durch die starke Ausstrahlung in erster Linie bestimmt wird.

Für die weiteren Meßreihen galt es, einen möglichst konstanten und wohldefinierten Strom zur Aufladung des Systems zu beschaffen, den der Funkeninduktor bei direktem Anschluß gar nicht, eine Influenzmaschine nur in beschränktem Maße liefert. Es wurde daher Gleichstrom verwandt, und zwar 440 Volt städtische Spannung in Serie mit rund 800 Volt der Hochspannungsbatterie des Instituts. Für eine Anzahl von Meßreihen reichte diese Spannung nicht aus, und es wurde daher eine Stromquelle höherer Spannung mit Hilfe eines großen Induktors, wie folgt, hergestellt. Fig. 6.

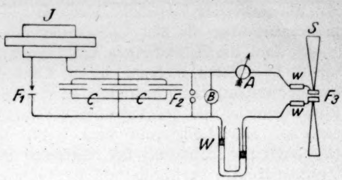


Fig. 6.

Der Induktor I, mit Gleichstrom und Simonunterbrecher betrieben, lieferte mit Hilfe einer Funkenstrecke F_1 mit Spitze und Platte infolge ihrer Ventilwirkung Gleichstrom und lud die große Kapazität C dauernd auf eine gewisse Spannung. Von C führten 2 Drähte über ein Gleichstromamperemeter (A) und eine Reihe elektrolytischer Widerstände, mit W angedeutet, zum Sender S. Parallel zur Kapazität C lag eine Sicherheitsfunkenstrecke F_2, um ein Durchschlagen von C zu verhüten, und ein Braunsches Elektrometer (B), das die Spannung, auf die C aufgeladen wurde, in jedem Augenblicke zu messen gestattete. Die elektrolytischen Widerstände zur Variation der Ladestromstärke des Senders waren z. T. solche aus Jodkadmiumlösung, z. T. aus Zinksulfatlösung, die in Röhren verschiedenen Querschnitts eingeschlossen war. Um ein Mitschwingen einzelner Teile der Stromzuführungen zu vermeiden, wurden unmittelbar vor die Funkenstrecke F_3 des Senders noch zwei hohe elektrolytische Widerstände ww vorgeschaltet. Mit dieser Anordnung konnte dem Sender S Gleichstrom von einer Stromstärke bis zu ca. $15 \cdot 10^{-3}$ Amp. und Spannungen bis zu 4000 Volt zugeführt werden.

Der Vorgang am Sender ist folgender: Sobald das System auf eine bestimmte Spannung kommt, entlädt es sich durch die Funkenstrecke und gerät in gedämpfte Schwingungen. Dieses Spiel wiederholt sich je nach der Stromstärke so häufig, daß die Funkenfolge u. U. einen musikalischen Ton erzeugt. Die Aufladung erfolgt dabei nach der bekannten Beziehung:

$$N \cdot E = I.$$

Das Produkt aus der sekundlichen Anzahl der Aufladungen und der Ladung E gibt den Ladestrom I. Andererseits ist:

$$E = C \cdot V,$$

die Ladung E ist gleich dem Produkt aus Kapazität C und Spannung V. Folglich ist

$$I = N \cdot C \cdot V$$

oder

$$N = \frac{I}{C \cdot V}.$$

Wie man sieht, läßt sich bei konstant gehaltener Kapazität und Spannung allein durch Variation von der Stromstärke I die Zahl der Aufladungen und damit auch die Funkenfolge pro Sekunde beliebig variieren.

In Fig. 2 sind die Untersuchungen über den Einfluß parallel zur Funkenstrecke geschalteter Kapazität qualitativ dargestellt worden. Hieran anknüpfend galt es zu entscheiden, ob eine solche Kapazität einen Einfluß auf die Konstanten eines kleinen Systems ausübt und welchen. Zu diesem Zwecke wurden dem kleinen Sender 2 Leidener Flaschen von gleicher Größe parallel geschaltet. Fig. 7. Der Sender wurde darauf

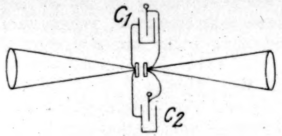


Fig. 7.

mit Gleichstrom beschickt und die Funkenzahl durch Veränderung des Vorschaltwiderstands akustisch auf 500/pro Sek. eingestellt. Nach Abschaltung einer der beiden Flaschen C_1 oder C_2 stieg die Tonhöhe um etwa eine Oktave. Nach Abschaltung beider Flaschen ging bei unverändertem Strom der Ton über die Hörbarkeitsgrenze hinaus. Die Beobachtung der entsprechenden Ausschläge am Empfänger ergab folgendes Resultat: Nach Abschaltung der einen Flasche stieg der Ausschlag des Empfangsgalvanometers auf das Doppelte, nach Abschaltung der zweiten auf etwa das Fünfzehnfache! Hieraus berechnet sich die Kapazität des Senders allein auf rund 40 cm. Der Vorteil, durch diese einfache akustisch-elektrische Methode schnell rohe Kapazitätsmessungen machen zu können, wurde weiterhin mehrfach ausgenutzt.

Ein zweites Resultat war das, erkannt zu haben, daß eine gewöhnliche Funkenstrecke ziemlich hohe Funkenfolgen zuließ, die in dem vorliegenden Falle schon von der Größenordnung 40000 sein mußten. Hiermit war ein Weg zur Steigerung der Energie ermittelt worden, der, wie weiter unten gezeigt werden wird, auch von Erfolg war.

Ein drittes Resultat bestätigte qualitativ den schon oben gezogenen Schluß, daß die parallel zum Sender geschaltete Kapazität bei konstantem Strom lediglich die Entladungszahl herabsetzt; die größere Gesamtkapazität wird weniger oft in der Sekunde aufgeladen. Ob jedoch die Wellenlänge des Senders irgendwie durch das parallele C beeinflußt wird, mußte erst genau ermittelt werden.

Zu diesem Zwecke wurden der Funkenstrecke des Senders nacheinander drei verschiedene Kapazitäten parallel geschaltet und mit Hilfe einer kleinen Pfeife jedesmal die gleiche Tonhöhe am Sender (2700 Schwingungen) eingestellt. Blieb die parallele Kapazität ohne Einfluß auf den Sender, lud und entlud dieser sich also, als ob kein paralleles C da wäre, so mußte im Falle stets gleicher Funkenzahl (2700 pro Sek.) der Empfangsstrom der gleiche sein, während bei dem Ladestrom eine Steigerung proportional mit C zu erwarten war. Die Messungen, in Tabelle 3 zusammengestellt, entsprachen den Erwartungen vollkommen.

Tabelle 3.

Parall. Kapaz. in cm ca.	Ladestrom Skt.	Empfangsstrom Skt.
250	1,3	10,5
500	2,6	10,8
1000	5,2	10,5

Eine andere Prüfung ergab ebenfalls das Resultat, daß die Wellenlänge des Senders durch die parallele Kapazität nicht verändert wurde: Hinter dem Empfänger wurde ein Spiegel aufgestellt und so lange genähert oder entfernt, bis an einer Stelle ein starker Rückgang des Ausschlags im Galvanometer zu bemerken war. Der Abstand des Spiegels beträgt in diesem Falle $\lambda/_4$, der Gangunterschied der die Auslöschung verursachenden Wellen $\lambda/_2$. Eine Änderung der Wellenlänge wurde bei Zuschaltung von Kapazität zum Sender nicht wahrgenommen.

Die Anordnungen der Fig. 3 und 7 besitzen einige Ähnlichkeit mit dem von K. Settnik zur Untersuchung über die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen benutzten Oszillator, jedoch mit dem Unterschiede, daß die Antennen bei Settnik parallel angeordnet sind und so eine stark verminderte Strahlungsfähigkeit besitzen. Da G. Mie[1]) aber die starke Strahlung eines solchen aufgeklappten Systems nicht entgangen ist, so soll auf die Mie-Settniksche Anordnung noch mit einigen Worten eingegangen werden.

Die von Settnik gemessenen kleinen Dämpfungen sind uns auch aufgefallen. Settnik erklärt sie damit, daß die Schwingung an einem metallischen Leitersystem verläuft, das aus dem Plattenkondensator, den Antennen und der aus diesem, bzw. ihren Endigungen gebildeten Ka-

1) G. Mie, diese Zeitschr. 11, 1035—1038, 1910.

pazität besteht. Nehmen wir mit Mie und Settnik an, daß die wenig gedämpften Schwingungen unserer Anordnungen ebenfalls durch eine Löschwirkung des Funkens zustandekommen, so würde die metallische Leitungsbahn unserer Anordnungen aus Antenne—Kapazität—Antenne bestehen, eine Auffassung, die recht plausibel ist. Die von Mie und Settnik beobachtete besonders gute Wirkung, die von den Autoren auf Partialfunken und gute Löschwirkung zurückgeführt wird, soll weiter unten noch besprochen werden. Auffällig ist die Angabe Mies, daß die Wellenlänge des Oszillators von der der Antennen etwa um eine Oktave verschieden sein kann, ohne daß die Erregung der Antennen eine wesentlich schlechtere wird. Nach den oben beschriebenen Beobachtungen erklärt sich diese Tatsache dadurch, daß die parallele Kapazität — der Settniksche Oszillator — eben keinen nennenswerten Einfluß auf die Wellenlänge des Antennensystems ausübt. Ein Einfluß des Oszillators zeigt sich erst dann, wenn seine Schwingungsdauer der der Antennen nahekommt, und zwar in dem verschiedenen Aussehen der Resonanzkurven.

Nach unseren Beobachtungen ist der Oszillator als solcher überhaupt überflüssig. Die Kapazität der Funkenstrecke allein genügt, um die wenig gedämpfte Schwingung aufrecht zu erhalten, zumal da diese bei unseren fast ausschließlich zur Anwendung kommenden kleinen Funkenlängen durchaus nicht zu vernachlässigen ist. Da meist planparallele Platten verwandt wurden, so konnte die Kapazität der Funkenstrecke C_{Pl} bei verschiedenem Plattendurchmesser annähernd berechnet werden. Die Formel $C = \frac{I}{N \cdot V}$ ließ die Kapazitätsbestimmung des ganzen Senders zu. Aus diesen beiden Werten mußte sich bei konstantem Antennensystem dessen Kapazitätswert C_A als Konstante ergeben. Tabelle 4 enthält einige C_{Pl}-Werte für verschiedene Plattendurchmesser der Funkenstrecke.

Tabelle 4.

Durchmesser der Platten	C_{Pl} berechnet	C_S gemessen	C_A berechnet
28 mm	49 cm	70 cm	21 cm
10 „	6 „	30 „	24 „
1 „	0,0 „	21 „	21 „

Bei der Unsicherheit der Berechnung von C_{Pl} ist die Konstanz von C_A eine recht gute. Die Kapazität der Funkenstrecke erweist sich ebenso wie eine parallel geschaltete Kapazität insofern als schädlich, als zu ihrer Aufladung ein gewisser Energiebetrag erforderlich ist, der 1. direkt zur ausgestrahlten Energie nicht beiträgt, der 2. indirekt sogar bei seinem Ausgleich der Aktivität der Funkenstrecke, wenn auch nicht sehr großen, so doch überhaupt Abbruch tut. Hiernach täte man also gut, C_{Pl} möglichst klein zu machen, findet jedoch hier, zumal beim Ausgleich größerer Energien, bald eine doppelte Grenze. Einmal in der starken Erhitzung der kleinen Oberfläche, auf der sich eine große Zahl von Funken nur ungenügend verteilen kann, und dann darin, daß mit Rücksicht auf die Dämpfung die Kapazität der Funkenstrecke nicht allzu klein gewählt werden darf. Die Platten müssen nach unseren Erfahrungen einen Durchmesser von etwa 1 cm haben. Je größer der Durchmesser ist, um so länger sind die Platten zwar benutzbar, jedoch dann unter Aufwand eines mehr wie doppelten Energiebetrags im Falle der Verhältnisse der Tabelle 4 z. B.

Fassen wir die Resultate unserer Untersuchungen über den Einfluß der Kapazität bei kleinen Systemen zusammen, so können wir sagen:

1. Bei den Sendern von kleiner Wellenlänge erweist sich eine Hertzsche Form mit symmetrischen Antennen als besonders günstig.

2. Für die ausgestrahlte Energie ist die Kapazität der Antennen maßgebend.

3. Parallel zur Funkenstrecke geschaltete Kapazitäten, sowie Funkenstrecken von hoher Eigenkapazität sind nutzlose Energieverbraucher und darum zu vermeiden.

II. Vergrößerung der Spannung.

a) Funkenstrecke in Luft.

Nachdem der erste Weg, die Vergrößerung der wirksamen Kapazität, nur zu einer relativ kleinen Energieaufnahme geführt hatte, wurde der zweite eingeschlagen, der darin besteht, das Potential an der Funkenstrecke zu erhöhen, d. h. das System auf höhere Spannung aufzuladen. Da die Energie quadratisch mit der Spannung wächst, so ist es gerechtfertigt, diesen Weg von vornherein als aussichtsreicher zu bezeichnen.

Da ein thermischer Detektor nicht zur Verfügung stand, der quantitative Messungen erlaubte, so wurde ein Kontaktdetektor und eine Schlömilchzelle für ein qualitatives Studium der Verhältnisse benutzt. Die letztere reagiert im wesentlichen auf die Amplitude der Schwingungen, es ließ sich also die Wirkung einer Spannungserhöhung voraussichtlich verfolgen.

Zu diesem Zwecke wurde bei konstantem Induktorstrom die Funkenlänge des Senders variiert und die Ausschläge des Galvanometers

am Empfänger beobachtet. Die Messungen enthält die Tabelle 5.

Tabelle 5.

Funkenlänge in mm	Galv.-Ausschl. i. Skt.
0,1	2,5
0,2	3
0,3	11
0,4	13
0,5	13
0,6	15,5
0,8	17,5
1,1	20
1,5	21

Trägt man die Funkenlängen als Abszissen, die Skalenteile als Ordinaten auf, so erhält man die in Fig. 8 veranschaulichte Kurve (a).

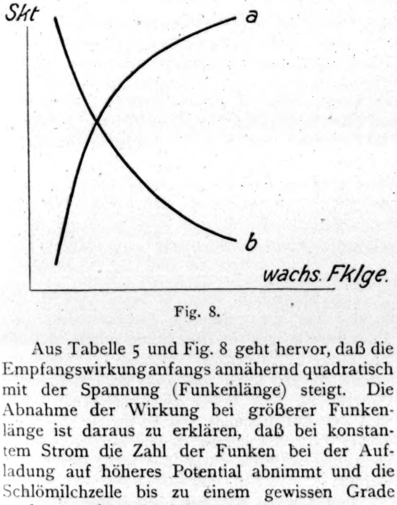


Fig. 8.

Aus Tabelle 5 und Fig. 8 geht hervor, daß die Empfangswirkung anfangs annähernd quadratisch mit der Spannung (Funkenlänge) steigt. Die Abnahme der Wirkung bei größerer Funkenlänge ist daraus zu erklären, daß bei konstantem Strom die Zahl der Funken bei der Aufladung auf höheres Potential abnimmt und die Schlömilchzelle bis zu einem gewissen Grade auch summierend wirkt.

Verfolgt man dieselbe Reihe der Tabelle 5 mit einem Kontaktdetektor, so ergibt sich ein wesentlich anderes Bild. Vier Meßreihen sind in Tabelle 6 zusammengestellt:

Tabelle 6.

Funkenlänge in mm	Reihe: 1a, 1b, 2, 3 Ausschlag in Skalenteilen			
0,1	100	—	56	32
0,15	—	—	—	25
0,2	—	65	47	13
0,3	54	49	—	9
0,4	—	43	29	—
0,5	34	32	—	7
0,6	—	28	—	—
0,7	26	—	20	5
0,8	—	—	—	—
1,0	—	20	12	4

Der Verlauf ist in Fig. 8 qualitativ dargestellt durch Kurve b. Die Reihen 1a und 1b sind bei der gleichen Empfindlichkeit des Detektors aufgenommen, die Reihen 2 und 3 bei kleinerer Empfindlichkeit. Durchweg zeigen sie ein Maximum bei $^1/_{10}$ mm Funkenlänge. Die Reihen 1a und 1b ordnen sich gut ineinander ein, ein Beweis dafür, daß der Kontaktdetektor selbst bei längerer Benutzung gute Empfindlichkeitskonstanz aufweist. Wie erklärt sich nun aber das Maximum bei der kürzesten Funkenlänge?

Der konstante Strom, den der Induktor liefert, lädt das System auf kleine Spannungen häufiger auf, wie auf größere. Die Zahl der Entladungen wächst damit stark — Partialentladungen bei Settnik! — und da der Detektor die einzelnen Entladungen summiert, und nicht im wesentlichen auf die Amplitude anspricht, so überwiegt bei der Gesamtwirkung hier die Zahl der Entladungen (N) das Quadrat der Spannung (V). Dazu wird noch die bessere Löschwirkung der kurzen Funkenstrecken stark beitragen. Diese letztere läßt sich jedoch ebensowenig leicht wie der Einfluß der Dämpfung hinsichtlich der Größe übersehen.

Die Zunahme der Funkenzahl mit abnehmender Funkenlänge und damit die Zunahme der ausgestrahlten Energie wurde später noch mehrfach beobachtet. Der Einfluß der veränderten Spannung erwies sich in vielen Fällen als sehr gering. Es mag hier noch eine Meßreihe bei ganz kleinen Funken angeführt werden. Die Reihe der Tabelle 7 ist aus Mittelwerten einer größeren Anzahl von Meßreihen gebildet.

Tabelle 7.

Funkenlänge in mm	Ladestrom des Systems	Stromstärke im Empfänger
0,02	$82 \cdot 10^{-5}$ A.	42 Skt.
0,04	70 "	39 "
0,05	65 "	33 "
0,07	56 "	31 "
0,10	40 "	20 "
0,12	26 "	15 "

Die höhere Spannung macht sich hier kaum bemerkbar. In erster Linie wirkt die mit dem Ladestrom zunehmende Entladungszahl N. — Da das Ziel der Untersuchungen eine möglichst große Reichweite von Systemen kleiner Wellenlängen war, so war die Anwendung empfindlicher Detektoren geboten. Da sich der Kontaktdetektor in seinen verschiedenen Ausführungs-

formen überlegen zeigte und besonders auf Stromeffekt ansprach, so hieß es den durch die obigen Resultate klar vorgezeichneten Weg der Steigerung der Entladungszahl weiter zu verfolgen. Hiervon wird in einem dritten Abschnitt gesprochen werden.

b) Funkenstrecke bei Luftabschluß.

Nachdem die Steigerung der Funkenlänge in der eben geschilderten Form sich bei Verwendung des Kontaktdetektors als ungeeignet erwiesen hatte, blieb noch die Möglichkeit, die Funkenstrecke möglichst fein zu unterteilen. Die Systeme der Praxis, die mit Stoßerregung arbeiten und auch kurze Funken wegen ihrer guten Löschwirkung verwenden, gestatten unter Beibehaltung guter Löschwirkung die Erhöhung der Spannung bei einer feinen Unterteilung der Funkenstrecke.

Diese Erfahrungen wurden bei den kleinen Systemen herangezogen und die Unterteilung zumeist bei Kupferfunkenstrecken in der Weise ausgeführt, daß jede Kupferscheibe von der nächsten durch einen dünnen Glimmerring getrennt wurde. Da die ganze unterteilte Funkenstrecke durch Pressung zusammengehalten wurde, so befanden sich die einzelnen Teilfunkenstrecken unter Luftabschluß. Zunächst wurde ein Vergleich angestellt zwischen einer allmählich vergrößerten Funkenstrecke ohne Unterteilung und einer solchen mit Unterteilung. Es ergaben sich am Empfänger die Resultate der Tabelle 8.

Tabelle 8.
Kupferfunkenstrecke.

Funkenlänge in mm	unterteilt	nicht unterteilt
	Ausschläge	
1	16	19
2	18	6
3	24	4
4	23	—
5	27	2
6	23	—
7	9	—
10	—	1

Der Sender wurde von einem Induktor gespeist, dieser mit Gleichstrom (65 V.), der durch einen Quecksilberstrahlunterbrecher unterbrochen wurde. Ohne Unterteilung ist wieder das oben schon mehrfach angeführte Resultat zu bemerken. Der große Ausschlag des Galvanometers wird durch eine sehr große Funkenzahl hervorgerufen. Bei Verwendung der Unterteilung erhält man aber ein wesentlich anderes Resultat. Die anfängliche Wirkung bei $^1/_{10}$ mm ist gleich der bei der nicht unterteilten Strecke, wenn man berücksichtigt, daß die Einstellung der Funkenlänge ziemlich roh war und außerdem die Stärke der Glimmerringe nicht genau $^1/_{10}$ mm betrug. Dann zeigt sich aber bei der unterteilten Funkenstrecke ein ausgeprägtes Maximum, d. h. eine beträchtliche Energiesteigerung mit zunehmender Spannung bis zu einem Punkte, wo der Induktor an die Grenze seiner Leistungsfähigkeit gekommen ist, und die unregelmäßige Aufladung den Effekt wieder verschlechtert. War diese Erklärung richtig, so mußte sich mit einer Steigerung des Primärstromes im Induktor und damit dessen sekundärer Leistung eine Verschiebung des Wirkungsmaximums nach der Seite der größeren Funkenlänge ergeben. Es wurde daher der Induktor mit 2, 4 und 6 Amp. primär erregt. Die jeweils erzielten Empfangswirkungen sind in Tabelle 9 zusammengestellt.

Tabelle 9.
Kupferfunkenstrecke.

Zahl der Unterteilungen	Ausschlag bei 2 Amp.	Ausschlag bei 4 Amp.	Ausschlag bei 6 Amp.
1	3,4 Skt.	11 Skt.	6 Skt.
2	6,5 „	14 „	10 „
3	5,5 „	19 „	21 „
4	6 „	18 „	25 „
5	4,6 „	23,5 „	31 „
6	4,1 „	25,5 „	35,5 „
7	—	28 „	35,5 „
8	—	25,5 „	36 „

Das wesentliche Resultat besteht darin, daß in der Tat die unterteilte Funkenstrecke eine Energiesteigerung in dem Sinne zuläßt, daß die Spannung in Anbetracht der guten Löschwirkung erhöht werden kann und zwar bei gleichzeitiger Anwendung sehr hoher Funkenfolgen. Inwieweit der Luftabschluß den Übergang der wirksamen Funkenentladung in eine inaktive Glimmentladung verhindert, soll hier nicht entschieden werden.

Zum Beweise, daß der Einfluß der Spannung bei einer unterteilten Funkenstrecke sich in hohem Grade bemerkbar macht, wurde diese bei einer neuen Serie an der Funkenstrecke gemessen. Bei konstantem Ladestrom muß der Effekt im Empfänger proportional mit V und nicht mit V^2 zunehmen. Denn: die Energie ist $E = N \cdot {}^1/_2 C \cdot V^2$; bei konstantem I ist aber andererseits $N \sim \frac{1}{V}$. Die mit Gleichstrom von hoher Spannung gewonnenen Werte enthält Tabelle 10.

In der Tat ergibt sich bis zu 8 Unterteilungen ein Anwachsen der Empfangsenergie proportional mit der Spannung V. Erst bei

Tabelle 10.

Zahl der Unter-teilungen	Ladestrom in Amp.	Spannung in Volt	Galv. Skt.
1	6,3	600	36
2	6,9	1070	65
3	6,7	1490	87
4	6,7	2250	114
5	7,2	2520	154
6	7,2	2780	180
7	7,2	3100	171
8	7,0	3450	180
9	6,4	4100	126

9 Unterteilungen nimmt diese wie in den Reihen der vorhergehenden Tabelle wieder ab, da wesentliche Änderungen der Entladungszahl einsetzen, die auf ein Überschreiten der Leistungsfähigkeit des Induktors zurückzuführen sind. Dieser war bei der hohen Stromstärke nicht mehr imstande, den Sender auf die hohe Spannung von 4100 Volt regelmäßig aufzuladen. Ein leistungsfähigerer Induktor oder eine Gleichstrom-Hochspannungsmaschine würde hier noch gar nicht zu übersehende Energiesteigerungen zulassen. Auf eines mag zum Schluß noch hingewiesen werden. Die bisher beschriebenen Versuche wurden sämtlich mit Luftfunkenstrecken angestellt, im Gegensatz zu Mie und Settnik, die schreiben, daß nur bei Einbettung der Funkenstrecke in Öl Resultate zu erzielen seien. Die Erklärung soll im dritten Abschnitt gegeben werden.

c) Spannungserhöhung durch vermehrten Druck.

Nach den Angaben von Zenneck[1]) konnte eine Spannungserhöhung auch bei Anwendung von höheren Drucken erwartet werden. Es wurde daher versucht, die Funkenstrecke unter Druck zu setzen und zwar unter den einer Kohlensäurebombe mit Reduzierventil. Es ergaben sich am Empfänger folgende Ausschläge:

Tabelle 11.

Überdruck	Galvanometerausschlag		
1 Atm.	6,5	7	6 Skt.
2 „	17	19	17 „

Wie die Tabelle 11 zeigt, erweist sich auch dieser Weg als aussichtsreich, da die Spannung und damit die Energie mit dem Druck zunimmt. Den Ausschlägen entsprechend erfolgt die Zunahme der Energie proportional mit dem Druck, und zwar aus dem Grunde, weil infolge der bei höherer Spannung entsprechend verkleinerten Funkenzahl wieder nur V und nicht V^2 in die Formel für die Energie eingeht.

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 2. Aufl. Stuttgart, F. Enke, 1913. S. 80.

d) Spannungserhöhung durch Druckverminderung.

Da die kleinen Funkenstrecken sehr leicht zur Brückenbildung neigen und infolgedessen schnell inkonstant werden, so ging ein Vorschlag von E. Wiechert dahin, den Druck zu vermindern, um bei unveränderter Spannung die Funkenlänge etwas steigern zu können.

Bei Drucken wenig unter Atmosphärendruck machte sich, wie das zu erwarten war, zunächst eine Herabsetzung der Wirkung bemerkbar, da bei konstanter Funkenlänge auch das Potential mit dem Druck abnahm. Vergrößerte man die Funkenlänge, so wuchs damit zwar die Spannung, aber auch offenbar die Dämpfung. Bei relativ kleinen Drucken, etwa gegen 20—30 mm, hörte überhaupt jede Schwingungserregung auf; die Entladungsvorgänge in verdünnter Luft erwiesen sich als inaktiv.

Bei Drucken unter 1 mm jedoch traten wie in der Hittorfschen Umwegröhre wieder Funken auf, bei kleinem Elektrodenabstand weißglänzend, denen in Luft bei normalem Drucke ähnelnd. Diese erwiesen sich nach sorgfältiger Prüfung als aktiv, und zwar als sehr wirkungsreich. Das Potential nahm von dieser Stelle ab mit abnehmendem Drucke stark zu; so stieg z. B. die Spannung von 1000 Volt bei 0,3 mm Funkenlänge und einem Druck von 0,83 mm auf 1800 Volt bei einem Druck von 0,20 mm.

Die bei einer Versuchsreihe beobachtete Zunahme der Empfangswirkung mit der durch verminderten Druck erhöhten Spannung des Senders sei hier mitgeteilt.

Tabelle 12.

Druck	Spannung	Empfangsstrom
0,26 mm	1200 V.	$1{,}14 \cdot 10^{-4}$ A.
0,16 „	1300 V.	$1{,}26 \cdot 10^{-4}$ A.
0,08 „	1800 V.	$1{,}35 \cdot 10^{-4}$ A.

Die primitiven Funkenstrecken, die für die in Tabelle 12 mitgeteilten recht rohen Messungen angefertigt waren, bestanden, wie Fig. 9 zeigt, aus halbseitig mit Glas umgebenen Elektroden (E)

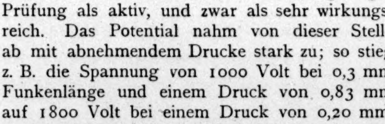


Fig. 9.

aus Aluminium oder Kupfer. Der Glasmantel einer von beiden war bei 1 in das zu evakuierende Glasrohr fest eingeschmolzen oder mit Siegellack eingekittet. Die andere Elektrode besaß an der mit S bezeichneten Stelle Bewegungsfreiheit zur Variation der Funkenlänge. Die Abdichtung der Metallstäbe in den führenden Glasröhren GG erfolgte durch Siegellack. Die Evakuierung wurde mittels einer Quecksilberluftpumpe mit Ölvorpumpe ausgeführt, die kleinen Drucke in gewohnter Weise mittels eines Mac-Leod-Manometers bestimmt.

Soweit mit diesen Vakuumfunkenstrecken Versuche angestellt wurden, ergab sich das Resultat, daß diese bei einem bestimmten kleinen Drucke sehr aktiv wurden, es jedoch nur kurze Zeit blieben, da bei den kleinen Funkenlängen eine starke Abblätterung der Elektroden die Funkenstrecke schnell kurzschloß. Durch einen Stoß an das Rohr konnte allerdings dieser Übelstand für einige Zeit wieder beseitigt werden. Eine dauernde Behebung dieses Mangels dürfte die Vorteile der Vakuumfunkenstrecke, die bei guter Löschwirkung und offenbar kleiner Dämpfung für das schwingende System hohe Spannungen zuläßt, erst in vollem Umfang erkennen lassen. Im nächsten Teile wird auf diese Vorteile nochmals hingewiesen werden.

III. Vergrößerung der Funkenzahl.

a) Funkenstrecke in Luft.

Der dritte und letzte Teil dieser Arbeit umfaßt entsprechend der Dreiteilung in der Einleitung eine Anzahl Versuche, die Entladungszahl N zu steigern.

Bei Benutzung der Gleichstromschaltung zur Aufladung des Systems konnte die Entladungszahl leicht durch Steigerung der Ladestromstärke erzielt werden. Es galt zunächst festzustellen, ob der Steigerung des Primärstromes entsprechend die Funkenzahl wuchs. Ist dies der Fall, so muß entsprechend der Steigerung der Sendeenergie auch die Empfangsenergie wachsen. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß der Kontaktdetektor auch die hohen und höchsten Funkenzahlen noch summiert.

Die ersten Versuche wurden mit parallel geschalteter Kapazität ausgeführt, um größere Stromstärken, die leichter meßbar waren, anwenden zu können. Tabelle 13 enthält die bei konstanter Funkenlänge gewonnenen Meßresultate.

Graphisch dargestellt ist das Resultat der Meßreihe der Tabelle 13 in Fig. 10.

Aus Tabelle 13 und Fig. 10 geht folgendes hervor: Praktisch nimmt der Empfangsstrom genau proportional mit dem Ladestrom zu. Das

Tabelle 13.

Ladestrom	Empfangsstrom
$1{,}7 \cdot 10^{-3}$ A.	12,6 Skt.
2,9 „	24 „
5,1 „	42 „
7,8 „	72 „
10,0 „	96 „
14,3 „	144 „

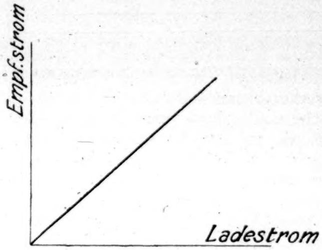


Fig. 10.

Resultat gewinnt deshalb an Bedeutung, weil sich 1. daraus ergibt, daß der Detektor völlig folgt und weil sich 2. aus der Gesamtkapazität und dem höchsten Ladestromwert von $14{,}3 \cdot 10^{-3}$ A. bereits eine Funkenzahl von rund 40000 pro Sek. berechnet, die also in Luft ohne Anwendung besonderer Hilfsmittel noch aufrecht zu erhalten ist. Der Rechnung entsprach die Beobachtung, daß geringe Schwankungen der Ladestromstärke die Funkenzahl auf Werte diesseits der Hörbarkeitsgrenze brachten.

Bei einer zweiten Meßreihe wurde der Ladestrom so variiert, daß ganz bestimmte Töne sich einstellten. Um deren Bestimmung mit dem Ohre zu erleichtern, wurde die zum Ausgleich gebrachte Energie wieder dadurch gesteigert, daß die parallele Kapazität vergrößert wurde. Die Einstimmung der Funkenzahl geschah mit einer kleinen Pfeife. Tabelle 14 enthält die Resultate.

Tabelle 14.
Parallele Kapazität 3400 cm.

Funkenzahl	Ladestrom	Empfangsstrom
258	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$ A.	1,5 Skt.
345	2,3 „	2,0 „
435	— „	2,8 „
651	3,9 „	3,7 „
976	6,5 „	5,0 „
2625	16,8 „	15,0 „
ca. 7200, parallele Kap. nur 1000 cm	14,6 „	40,0 „

Sowohl für den Ladestrom, wie für den Empfangsstrom zeigt sich innerhalb der Meß-

genauigkeit von N recht gute Proportionalität mit N, der Funkenzahl, besonders bei einem Blick auf die das Resultat darstellenden Kurven der Fig. 11.

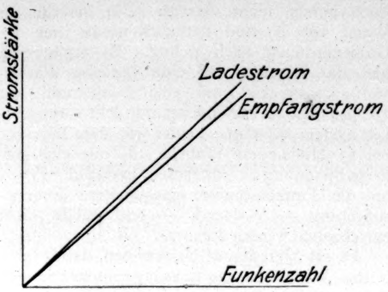


Fig. 11.

Funkenzahlen unter 50000 konnten auf Grund dieser Messungen roh schon durch Beobachtung der Ladestromstärke ermittelt werden. Bei einer großen Anzahl von Meßreihen unter den verschiedensten Versuchsbedingungen wurde stets dasselbe Resultat gefunden, nämlich daß eine einfache Funkenstrecke in Luft maximal eine Funkenzahl in der Größenordnung 50000 pro Sek. verträgt. Überschreitet man diese Zahl, durch Steigerung des Ladestroms z. B., so setzt ein Lichtbogen ein, und jede Schwingung damit aus. Eine solche Überlastung tritt um so eher ein, je kleiner die aufzuladende Kapazität des Oszillators ist. Es liegt daher nahe, anzunehmen, daß K. Settnik aus diesem Grunde mit Luftfunkenstrecken nicht zum Ziele gekommen ist.

b) Funkenstrecke unter Luftabschluß.

Die weiteren Bemühungen gingen dahin, die Funkenzahlen zu steigern. Bei den ersten Versuchen mit unterteilten Funkenstrecken hatte sich die durch Glimmerringe gegen Luft abgedichtete bereits als vorteilhaft erwiesen. Es wurden Versuche mit solchen Funkenstrecken angestellt, ferner mit Funkenstrecken mit Papierzwischenlage, wie sie v. Lepel vorgeschlagen hat, und endlich solchen, deren Platten nach mehrfachen Angaben eingeölt wurden. Das qualitative Resultat, das mit den beiden letzteren gewonnen wurde, geht dahin, daß sich durch Steigerung der Ladestromstärke Funkenzahlen bis zu 10^6 pro Sek. maximal erreichen ließen. Die günstige Wirkung des Seidenpapieres bei seiner Verbrennung (bzw. des Petroleums) ist von einigen Seiten so erklärt worden, daß die bei der Verbrennung frei werdenden Kohlenwasserstoffe eine starke Kühlung der Elektroden herbeiführen. Die Konstanz solcher Funkenstrecken erwies sich leider nicht von sehr großer Dauer. Die gute Wirkung ließ entsprechend der schnell fortschreitenden Vergasung der brennbaren Zwischenlage rasch nach, so daß längere Meßreihen nicht gut auszuführen waren. Wesentlich besser in der Konstanz erwiesen sich einfache luftdichte Funkenstrecken, wenn sie auch nur geringere Energiemengen auszugleichen imstande waren. Es sollen hier in einer Tabelle (15) die Resultate einer Beobachtungsreihe als Beispiel für die obige Behauptung mitgeteilt werden.

Tabelle 15.

Funkenlänge in mm	Spannung an der F.-Strecke	Ladestrom	Funkenzahl berechnet	Empfangsstrom
1	2500 Volt	$9,6 \cdot 10^{-3}$ A.	6920	28,8 S.
0,9	2320 „	11,8 „	9140	29,3 „
0,8	2090 „	13,2 „	11400	34,0 „
0,7	1880 „	15,4 „	14700	38,4 „
0,6	1660 „	21,1 „	22900	42,0 „
0,5	1450 „	21,4 „	26500	45,6 „
0,4	1230 „	20,8 „	30400	50,8 „
0,3	1070 „	19,2 „	32400	49,5 „
0,2	870 „	21,4 „	44000	38,7 „
0,1	590 „	21,4 „	65000	31,8 „

Hierzu ist folgendes zu bemerken: Die Funkenstrecke befand sich in einem Glasrohr von geringem Volumen. Der Einsatz der Funken wurde durch Nähern der Platten der Funkenstrecke bewirkt. Die gemessenen Spannungen sind natürlich als Mittelwerte anzusehen. Der Empfangsstrom zeigt ein Optimum bei 0,4 mm Funkenlänge, während die aufgenommene Energie bei 0,6 mm am größten ist. Bei den Werten der Tabelle 15 kommt die Wirkung der Spannung wieder deutlich zur Geltung, aber es beeinflussen offenbar verschiedene Dämpfungen die ausgestrahlten Energien beträchtlich. Die berechneten Entladungszahlen (N) besitzen nur insofern Wert, als aus ihnen hervorgeht, daß die eingangs zu 40000 festgestellte höchstzulässige Zahl bei Luftabschluß sich weiter steigern läßt. Man könnte hier vielleicht einwenden, daß der kleine Empfangsstrom bei $N = 65000$ dadurch bewirkt sei, daß durch gelegentliches Springen einer wirksamen Entladungsform in eine unwirksame eine Anzahl von Entladungen zur ausgestrahlten Energie nichts beigetragen hätte.

Daß dem nicht so ist, beweisen die beiden Werte der Tabelle 16, die bei möglichst gleichen Versuchsbedingungen mit gesteigertem Ladestrom gewonnen sind.

Bei völlig unveränderten Bedingungen (Funkenlänge und Spannung) müßte entsprechend

Tabelle 16.

Funkenlänge	Spannung	Ladestrom	Empfangsstrom	
			gemessen	berechnet
0,2 mm	700 Volt	$51,4 \cdot 10^{-3}$ A.	79,5 Skt.	93 Skt.
0,1 „	520 „	51,4 „	61,5 „	76 „

der Steigerung des Ladestroms von Tabelle 15 in den der Tabelle 16 das 2,4fache des Ausschlags im Empfänger zu erwarten sein. Berücksichtigt man die Spannungsänderung nach der Neueinstellung der Funkenstrecke, so ist die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten eine so gute, daß man behaupten kann, daß auch noch bei dem gesteigerten Ladestrom die ganze Zahl der Entladungen für die Ausstrahlung zur vollen Wirkung kommt. Die Entladungszahl berechnet sich im Falle der Werte der Tabelle 16 zu 132000 bzw. 178000 ungefähr. D. h. ein System von den vorgegebenen Dimensionen läßt etwa 10^5 Funken pro Sek. sicher zu.

c) Steigerung der Entladungszahl durch Einbettung der Funkenstrecke in Wasserstoff.

Nachdem erkannt worden war, daß Kohlenwasserstoffe eine höhere Entladungszahl zuließen, wurde auch versucht, die Funkenstrecke in reinen Wasserstoff einzubetten. Durch das die Funkenstrecke enthaltende, luftdicht abschließende Glasrohr wurde Wasserstoff aus einem Kippschen Apparat hindurchgeschickt und Meßreihen, die der der Tabelle 15 gleichen, durchgeführt. Die Resultate einer dieser Meßreihen enthält Tabelle 17.

Tabelle 17.

Funkenlänge in mm	Spannung in Volt	Ladestrom	N berechnet	Empfangsstrom
0,0	—	$93,5 \cdot 10^{-3}$ A.	—	50 Skt.
0,5	790	87,6 „	199000	75,5 „
0,4	760	84,0 „	199000	67 „
0,3	600	86,3 „	216000	48 „
0,2	500	87,6 „	317000	48 „
0,1	350	95,8 „	435000	50 „

Zum Vergleich benutze man noch die Werte einer anderen Meßreihe in der folgenden Tabelle 18.

Tabelle 18.

Funkenlänge in mm	Spannung in Volt	Ladestrom	N berechnet	Empfangsstrom
0,1	350	$107 \cdot 10^{-3}$ A.	700000	71,2 Skt.
0,1	400	130 „	700000	92,5 „
0,2	520	107 „	443000	83,0 „

Wieder ergibt sich in allen Fällen bei Steigerung des Ladestroms eine proportionale Steigerung des Empfangsstroms, was beweist, daß auch bei den im Vergleich mit Tabelle 17 wieder gesteigerten Funkenzahlen die Funkenstrecke noch immer nicht versagt. Die berechneten Werte von N sind natürlich wieder nur der Größenordnung nach richtig. Es ergibt sich hier das Resultat, daß eine einfache Wasserstoffunkenstrecke rund eine Funkenzahl von 10^6 pro Sek. in Verbindung mit dem vorgegebenen System verträgt. Leider war dem Induktor bei 13 Milliampere (Tabelle 18) nur eine niedrige Spannung zu entnehmen, so daß die Frage, ob die Funkenstrecke eine weitere Energiesteigerung — N oder V — noch zuläßt, nicht entschieden werden konnte.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß bei den letzten Meßreihen die Schwingungsenergie den Betrag einiger Watt erreicht hat. Der Betrag der ausgestrahlten Energie läßt sich ungefähr aus dem Maximaleffekt im Empfänger schätzen; er hat etwa die Größe einiger Zehntel Watt. Von einer genauen Ermittlung des Nutzeffekts mußte leider der erheblichen Schwierigkeiten halber, die diese Ermittlung machen würde, vorläufig abgesehen werden.

d) Steigerung von N mit Hilfe des Vakuums.

Endlich wurde die Vakuumfunkenstrecke zu einigen Vergleichsmessungen herangezogen. Erhebliche Stromwerte im Empfänger gaben die Veranlassung, das Empfangssystem voll auszubilden und in 3 m Abstand vom Sender zu bringen. Es wurde ein Vergleich durchgeführt zwischen einer einfachen Funkenstrecke mit Luftabschluß, einer unterteilten und der Vakuumfunkenstrecke. Dabei ergaben sich im Empfänger die in Tabelle 19 zusammengestellten Optima der Wirkung.

Tabelle 19.

Art der Funkenstrecke	Funkenlänge in mm	Empfangsstrom
Einfach } m. L.-A.	0,1	$2,4 \cdot 10^{-4}$ A.
Unterteilt } m. L.-A.	0,6	$3,2 \cdot 10^{-4}$ A.
Vakuum	ca. 0,3	$3,8 \cdot 10^{-4}$ A.

Die Erregung des Systems war natürlich in allen drei Fällen die gleiche, sie geschah mittels eines Induktors, dessen Primärstrom konstant gehalten wurde. Die Tabelle 19 bestätigt zusammenfassend noch einmal das Resultat der einzelnen Untersuchungen, das dahin zu fassen ist: „Es führen viele Wege nach Rom!"

Schluß. Wir kommen zum Schlusse unserer Ausführungen. Die in die drei Hauptteile

gruppierten Versuche mit kleinen Sendesystemen haben erkennen lassen, daß diese Energien von relativ beträchtlicher Größe aufzunehmen imstande sind. Sowohl die Vergrößerung der Spannung wie der Entladungszahl hat zu Erfolgen geführt, denen bisher nur die unzulänglichen experimentellen Hilfsmittel eine Grenze gesetzt haben.

Es mag hier darauf hingewiesen werden, daß die Vergrößerung der Reichweite in der drahtlosen Telegraphie durch Vergrößerung der Energie im Sender im wesentlichen erzielt worden ist.

Die ersten Fortschritte in der Energiesteigerung — höhere Funkenzahlen — gaben daher Veranlassung zu einem Fernversuch. Vom Geophysikalischen Institut bis zur Bismarcksäule gelang eine Zeichenübermittlung schon bei Anwendung sehr einfacher Mittel: Wellenlänge ca. 2 m, kleiner Induktor, mit 65 Volt und etwa 2 Ampere gespeist; am Empfänger Kontaktdetektor. Die überbrückte Entfernung beträgt 450 m. — Die in Tabelle 19 zusammengestellten Stromstärken würden, wenn keinerlei Absorption bzw. Verlust in Luft stattfindet, bei etwa $1,10^{-8}$ A. Empfangsstrom, der telephonisch noch gut zu beobachten ist, eine Reichweite von 2—3 km ergeben. Es entspricht diese durchaus den Verhältnissen der Technik. Auch hier beträgt die maximale Reichweite etwa das 1000 fache der Wellenlänge.

Selbstverständlich sind die Methoden, die bisher zur Steigerung der Energie angewandt worden sind, überaus unrationell. Man wird im praktischen Falle ein kleines Sendesystem nicht mit einem Induktor, der mit Gleichstrom von 220 Volt unter Verwendung eines Simonunterbrechers gespeist wird, erregen. Es ist zu vermuten, daß eine quantitative Bearbeitung des durch die vorliegenden Versuche nur angetasteten Problems noch zu manchen Überraschungen führen wird.

Zunächst wäre wohl erforderlich, die Fragen nach dem Einfluß der Dämpfung zu beantworten. Von einer Veröffentlichung der relativen Vergleichswerte, die eine Anzahl von Dämpfungsmessungen ergeben hat, ist Abstand genommen worden, weil in diesem Falle nur sorgfältige quantitative Messungen Resultate liefern, auf die man aufbauen kann.

Es bleibt zum Schluß noch eine kurze Betrachtung dessen, was sich nach dem augenblicklichen Stande der Wissenschaft als Optimum der Energieaufnahme kleiner Systeme wird erreichen lassen. Die eine Frage wäre die: Wie weit läßt sich die Entladungszahl N wohl steigern? Ein System von 2 m Wellenlänge führt in der Sekunde $3 \cdot 10^8$ Schwingungen aus. Angenommen, die gesamte Dämpfung wäre von der Größe, daß die bei jedem Funken einsetzende Schwingung nach 10 Perioden abgeklungen ist. Man würde in diesem Falle, falls an der Funkenstrecke keine Schwierigkeiten entstehen, $3 \cdot 10^7$ Funken dem System aufzwingen können, ohne die abklingende Schwingung des vorangegangenen Funkens zu stören. 10^6 Funken sind maximal jetzt schon erreicht, bei der angenommenen Dämpfung von 0,5 könnte also noch mehr wie eine Größenordnung gewonnen werden. Wieweit sich die Amplitude der Spannung noch wird steigern lassen, ist zunächst noch ungewiß. Mindestens eine Größenordnung ist jedoch beim Blick auf den Wert für die einfache Funkenstrecke in Tabelle 19 zu erwarten.

Berücksichtigt man endlich die Möglichkeit, daß bei der Kleinheit der Wellenlänge sich Hohlspiegel mit gutem Erfolge anwenden lassen, wie einige Versuche in großem Maßstabe gezeigt haben; denkt man ferner daran, daß sich leicht eine größere Zahl von Sendern und Empfängern, zum mindesten aber von den letzteren, kombinieren läßt, so sieht man, daß es nicht ganz ausgeschlossen ist, daß auch die Systeme von der Wellenlänge der Hertzschen noch einmal praktische Bedeutung erlangen.

Herrn Geheimrat E. Wiechert, der sich weitere Bemerkungen über die auf dem geophysikalischen Institut unternommenen Arbeiten gleicher Richtung vorbehält, spreche ich auch an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit und deren wertvolle Unterstützung meinen verbindlichsten Dank aus.

Göttingen, im Oktober 1911.

(Eingegangen 5. Dezember 1912.)

Über den magnetischen Kerreffekt bei äquatorialer Magnetisierung.

Von W. Dziewulski.

Während über den magnetooptischen Kerreffekt in den Fällen normaler und meridionaler Magnetisierung (d. h. bei Kraftlinien normal zur spiegelnden Fläche und parallel der Schnittlinie von spiegelnder Fläche und Einfallsebene) ausgedehnte und zahlreiche Untersuchungen vorliegen, existierte über den dritten Fall der äquatorialen Magnetisierung (Kraftlinien normal zur Einfallsebene) bis vor kurzem nur eine einzige Messung[1]) von wesentlich orientierendem Charakter. Der Grund hierfür dürfte in der außerordentlichen Kleinheit des Effekts in dem dritten

1) P. Zeeman, Leid. Comm., No. 29, 1896; Arch. Néerl. (II), 1, 221, 1898.

Fall und in der dadurch bedingten Schwierigkeit exakter Messungen zu suchen sein. Da nun derartige Messungen einen wichtigen neuen Weg der Prüfung der Theorie eröffnen, so ist es sehr zu begrüßen, daß Herr Ingersoll[1]) dergleichen mit ausgezeichneten Hilfsmitteln angestellt und die Resultate publiziert hat.

Bei Entwickelung einer Theorie des gesamten Kerrphänomens auf Grund von Gesichtspunkten, die von H. A. Lorentz gegeben sind, hat Wind[2]) auch den Fall der äquatorialen Magnetisierung der Betrachtung unterworfen und so zum ersten Male Gesetze für denselben gewonnen.

Die Grundgleichungen der Windschen Theorie schließen sich formal an diejenigen für den Halleffekt. Bisher stehen aber auch in dieser Theorie die magnetooptischen Erscheinungen und der Halleffekt physikalisch im wesentlichen unvermittelt nebeneinander; deshalb ist die Windsche Theorie als eine von phänomenologischem Charakter anzusehen. Die Leathemsche[3]) Theorie läßt sich in derselben Weise interpretieren, wie die Windsche. Die von Goldhammer[4]) zum ersten Male aufgestellte Theorie des Kerreffekts, sowie diejenigen von Drude[5]), Wind und Leathem sind trotz der Verschiedenheit der Auffassung im wesentlichen äquivalent, was die genannten Autoren[6]) gegenseitig bewiesen hatten.

Die von Voigt[7]) entwickelte Elektronentheorie des magnetooptischen Kerreffekts, welche die bei Erklärung des Zeemaneffekts bewährten Grundgleichungen benutzt, ist damit anschaulicher begründet, als die vorstehend genannten, und hat zugleich den Vorzug, daß sie weitergehende Aufschlüsse über die Dispersionsverhältnisse zu gewinnen erlaubt. Es ist deshalb zweckmäßig, zu zeigen, inwieweit die Voigtsche Theorie den obigen Systemen äquivalent ist.

Das Voigtsche definitive Gleichungssystem lautet:

$$\frac{\partial A}{\partial t}=c\left(\frac{\partial Y}{\partial z}-\frac{\partial Z}{\partial y}\right),\quad \frac{\partial B}{\partial t}=\cdots,\quad \frac{\partial C}{\partial t}=\cdots \qquad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} P\left(\frac{\partial X}{\partial t}-iQ\frac{\partial Y}{\partial t}\right)&=c\left(\frac{\partial C}{\partial y}-\frac{\partial B}{\partial z}\right),\\ P\left(\frac{\partial Y}{\partial t}+iQ\frac{\partial X}{\partial t}\right)&=c\left(\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{\partial C}{\partial x}\right),\\ P_0\frac{\partial Z}{\partial t}&=c\left(\frac{\partial B}{\partial x}-\frac{\partial A}{\partial y}\right),\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

wo A, B, C und X, Y, Z die magnetischen und die elektrischen Feldkomponenten sind, c die Lichtgeschwindigkeit im freien Äther bedeutet, P_0 mit dem Quadrat des komplexen Brechungsindex $(\mathfrak{n}=n(1-i\varkappa))$ des Körpers außerhalb des Magnetfeldes identisch ist. Die äußere Feldstärke wirkt in der Z-Richtung. P und PQ sind zwei komplexe Funktionen der Frequenz und der äußeren magnetischen Feldstärke, die für den ganzen Kerreffekt charakteristisch sind.

Als Grenzbedingungen gelten (Grenze sei die Ebene $z=0$)

$$\text{Stetigkeit von } X,\ Y,\ A,\ B. \qquad (3)$$

Die Grundgleichungen der Windschen Theorie sind folgende:

$$\text{rot}\,\mathfrak{H}=4\pi\mathfrak{E} \qquad (4)$$

$$\text{rot}\,\mathfrak{F}=-\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial t} \qquad (5)$$

$$\frac{1}{p}\mathfrak{E}-q[\mathfrak{N}\mathfrak{E}]=\mathfrak{F}, \qquad (6)$$

wo $\mathfrak{E}(u,v,w)$ die Komponenten des elektrischen Stromes, $\mathfrak{F}(X,Y,Z)$ die der elektrischen Kraft, $\mathfrak{H}(\alpha,\beta,\gamma)$ die der magnetischen Kraft und $\mathfrak{N}(\mathfrak{N}_x,\mathfrak{N}_y,\mathfrak{N}_z)$ die der äußeren magnetischen Feldstärke bedeuten. p und q sind zwei komplexe Konstanten, die von der Natur des Mediums abhängig und als Funktionen der Frequenz zu betrachten sind, und zwar ist q gleich der komplexen magnetooptischen Konstante. Die Gleichung (6) kann als Gesetz des Halleffekts bei komplexen Parametern bezeichnet werden.

Wir schreiben die Gleichungen (5) und (6) in der Form:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial\alpha}{\partial t}=\frac{\partial Y}{\partial z}-\frac{\partial Z}{\partial y},\quad \frac{\partial\beta}{\partial t}=\frac{\partial Z}{\partial x}-\frac{\partial X}{\partial z},\\ \frac{\partial\gamma}{\partial t}=\frac{\partial X}{\partial y}-\frac{\partial Y}{\partial x}\end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

$$X=\frac{1}{p}u-q(\mathfrak{N}_y w-\mathfrak{N}_z v)$$

$$Y=\frac{1}{p}v-q(\mathfrak{N}_z u-\mathfrak{N}_x w)$$

$$Z=\frac{1}{p}w-q(\mathfrak{N}_x v-\mathfrak{N}_y u)$$

oder bei der Annahme $\mathfrak{N}$ parallel Z-Achse

$$\left.\begin{aligned}X&=\frac{1}{p}u+qNv\\ Y&=\frac{1}{p}v-qNu\\ Z&=\frac{1}{p}w.\end{aligned}\right| \qquad (8)$$

Wir lösen die Gleichungen (8) in bezug auf u, v, w und entwickeln nur bis auf erste Ord-

1) L. R. Ingersoll, Phys. Rev., **35**, No. 4, Okt. 1912, S. 312.

2) C. H. Wind, Arch. Néerl. (II) **1**, 119, 1898.

3) J. G. Leathem, Trans. Roy. Soc. **190**, 89, 1897.

4) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. **46**, 71, 1892.

5) P. Drude, Wied. Ann. **46**, 353, 1892; **52**, 496, 1894.

6) Wind, l. c.; Drude, Wied. Ann. **62**, 687, 1897; Goldhammer, Wied. Ann. **65**, 111, 1898.

7) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, S. 289. 1908.

nung der Größe pqN, was in Anbetracht ihrer Kleinheit zulässig ist, und was Wind auch tut; dann erhalten wir

$$\left.\begin{aligned} u &= p(X - pqNY),\\ v &= p(Y + pqNX),\\ w &= pZ. \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Wenn wir dabei berücksichtigen, daß nach Windscher Bezeichnung

$$\frac{\partial X}{\partial t} = -i\nu X \text{ usw.},$$

wo ν die Frequenz ist, erhalten wir aus (4) und (9)

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z} &= \frac{4\pi i}{\nu} p\left(\frac{\partial X}{\partial t} - pqN\frac{\partial Y}{\partial t}\right),\\ \frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x} &= \frac{4\pi i}{\nu} p\left(\frac{\partial Y}{\partial t} + pqN\frac{\partial X}{\partial t}\right),\\ \frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} &= \frac{4\pi i}{\nu} p\frac{\partial Z}{\partial t}. \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Als Grenzbedingungen gelten (für die Ebene $z = 0$)

$$\text{Stetigkeit von } X, Y, \alpha, \beta. \qquad (11)$$

Um die Theorie von Wind mit derjenigen von Voigt vergleichen zu können, muß man die Annäherung einführen, daß die komplexe Größe P gleich P_0 ist, was einer Beschränkung auf Größen von erster Ordnung in bezug auf den magnetooptischen Effekt entspricht, und was bei äquatorialer Magnetisierung zulässig ist.

Setzt man nun

$$A = c\alpha, \quad B = c\beta, \quad C = c\gamma,$$

$$\frac{4\pi i}{\nu} p = \frac{P_0}{c^2} \quad \text{und} \quad pqN = iQ,$$

so gehen die Gleichungen (7) und (10) von Wind in diejenige (1) und (2) von Voigt über. Die Grenzbedingungen (3) und (11) sind in beiden Fällen dieselben.

Indem wir $qN = \varrho e^{iS}$ (nach Wind, wo S die sogenannte Sissinghsche Phase ist) und $Q = pe^{-iq}$ (nach Voigt) setzen und die Substitutionsformeln vergleichen, erhalten wir folgenden Zusammenhang zwischen den Windschen und Voigtschen magnetooptischen Parametern

$$p = \frac{\varrho\sigma^2}{2\Lambda c} \quad \text{und} \quad -q = \pi + S + 2\tau,$$

wo Λ die Wellenlänge im freien Äther ist, und σ und τ nur von optischen Konstanten des Metalls abhängig sind.

Für den Kerreffekt bei äquatorialer Magnetisierung ergeben beide Theorien die gleichlautenden Formeln:

Wind:

$$\frac{\operatorname{tg} h}{\operatorname{tg} h_0} e^{i(\varphi - \varphi_0)} = 1 - 2\mu\lambda^2 \frac{\sin 2\varphi}{\cos^2\varphi - \lambda^2 + \lambda^4 \sin^2\varphi},$$

Voigt:

$$\frac{\operatorname{tg} \chi}{\operatorname{tg} \chi_0} e^{-i(\delta - \delta_0)} = 1 + \frac{iQ \sin 2\varphi\, \mathfrak{n}^2}{\mathfrak{n}^4 \cos^2\varphi - \mathfrak{n}^2 + \sin^2\varphi},$$

wo $\delta - \delta_0$ bzw. $\varphi - \varphi_0$ die Veränderung des Azimuts infolge der Einwirkung des Magnetfeldes und $h - h_0$ bzw. $\chi - \chi_0$ die Phasenververzögerung bedeutet.

Bei Berücksichtigung der Substitutionsformeln

$$2\mu = pqN = iQ \quad \text{und} \quad \frac{1}{\lambda} = \mathfrak{n} = n(1 - i\varkappa) \quad \text{wird}$$

die Windsche Formel zu

$$\frac{\operatorname{tg} h}{\operatorname{tg} h_0} e^{i-(\varphi - \varphi_0)} = 1 - \frac{iQ \sin 2\varphi\, \mathfrak{n}^2}{\mathfrak{n}^4 \cos^2\varphi - \mathfrak{n}^2 + \sin^2\varphi}.$$

Es ist hier zu berücksichtigen, daß die Art der Berechnung der Phasenverzögerungen in beiden Theorien verschieden ist, was auf eine Umkehrung des Vorzeichens hinauslaufen kann.

Setzt man in der Voigtschen Formel

$$\chi - \chi_0 = \eta, \quad \delta - \delta_0 = \Delta,$$

so ergibt sich auch

$$\frac{2\eta}{\sin 2\chi_0} - i\Delta = \frac{iQ \sin 2\varphi\, \mathfrak{n}^2}{\mathfrak{n}^4 \cos^2\varphi - \mathfrak{n}^2 + \sin^2\varphi}$$

oder bei $Q = pe^{-iq}$ und $\mathfrak{n} = n - ik$ schließlich

$$\eta = -\frac{p}{2} \sin 2\chi_0 \sin 2\varphi \frac{Aa + Bb}{A^2 + B^2}$$

$$\Delta = p \sin 2\varphi \frac{Ba - Ab}{A^2 + B^2},$$

wobei

$$\begin{aligned} A &= [1 + 4n^2k^2 - (n^2 - k^2)^2]\cos^2\varphi - (1 - n^2 + k^2),\\ B &= -2nk[2(n^2 - k^2)\cos^2\varphi - 1],\\ a &= (n^2 - k^2)\sin q + 2nk\cos q,\\ b &= 2nk\sin q - (n^2 - k^2)\cos q. \end{aligned}$$

Wind hat den Verlauf der Veränderung des Azimuts und der Phasenverzögerung bei verschiedenen Einfallswinkeln für äquatoriale Magnetisierung aus von Sissingh und Zeeman erhaltenen magnetooptischen Parametern berechnet. Die bezüglichen Messungen sind hauptsächlich bei schiefer Inzidenz für polare und meridionale Magnetisierung ausgeführt; dabei war auch die Sättigung der Magnetisierung nicht erreicht. Da die Beobachtungen bei schiefer Inzidenz sehr stark durch Oberflächenschichten beeinflußt werden, so wurde ich von Herrn Prof. Voigt veranlaßt, die Berechnung der Daten für den Kerreffekt bei äquatorialer Magnetisierung durchzuführen, indem ich die von mir[1]) bei normaler Inzidenz und Sättigung der Magnetisierung erhaltenen Parameter angewandt habe.

Der Vergleich der von mir berechneten Werte η mit den von Ingersoll beobachteten ist aus den Tabellen I und II und Fig. 1—5 zu ersehen.

---

1) W. Dziewulski, diese Zeitschr. 13, 642, 1912.

Tabelle I.

Metall	Feldstärke	Wellenlänge	n	k	p	q
Stahl . .	20 000 C.G.S. (beinahe Sättigung)	$\lambda = 589\ \mu\mu$ $\lambda = 730\ \mu\mu$	2,443 2,83	3,376 3,76	0,03345 0,045	$+ 2^0\ 7'$ -14^0
Kobalt .	18 400 C.G.S. (beinahe Sättigung)	$\lambda = 589\ \mu\mu$ $\lambda = 740\ \mu\mu$	2,118 2,67	4,036 4,80	0,02798 0,033	$-16^0\ 25'$ -24^0
Nickel. .	17 700 C.G.S. (Sättigung)	$\lambda = 589\ \mu\mu$ $\lambda = 740\ \mu\mu$	1,789 2,16	3,317 4,32	0,00947 0,0125	$-24^0\ 24'$ -50^0

Tabelle II.

φ	Stahl						Kobalt						Nickel					
	$\lambda = 589\ \mu\mu$			730 $\mu\mu$			589 $\mu\mu$			740 $\mu\mu$			589 $\mu\mu$			740 $\mu\mu$		
	-2η			-2η			-2η			-2η			-2η			-2η		
	ber.	Ingersoll	$\Delta \cdot 10^5$	ber.	Ingersoll*)	$\Delta \cdot 10^5$	ber.	Ingersoll	$\Delta \cdot 10^5$	ber.	Ingersoll*)	$\Delta \cdot 10^5$	ber.	Ingersoll	$\Delta \cdot 10^5$	ber.	Ingersoll*)	$\Delta \cdot 10^5$
18,6°	4,12'	3,77'	42	3,90'	3,7'	73	1,80'	1,60'	71	1,33'	1,3'	61	0,70'	—	38	0,02'	—0,2'	35
40,8°	10,17'	9,42'	118	9,63'	9,0'	193	4,35'	3,98'	181	3,27'	3,5'	156	1,83'	1,24'	102	—0,02'	—0,5'	88
66,9°	19,55'	17,80'	440	18,68'	16,0'	608	7,43'	7,30'	471	6,15'	6,5'	414	1,85'	0,70'	232	—0,98'	—1,0'	209
74,6°	17,82'	17,11'	727	16,62'	15,7'	959	5,50'	6,56'	628	5,13'	5,7'	584	0,27'	—	274	—2,52'	—2,6'	256
79,9°	10,30'	9,87'	837	7,28'	5,5'	1131	1,03'	—	655	1,04'	2,5'	674	—1,47'	—1,41'	244	—4,27'	—4,5'	242
83,4°	3,95'	4,88'	681	—0,82'	—	918	—2,20'	—1,00'	529	—3,13'	—1,7'	587	—2,03'	—2,09'	178	—4,77'	—4,2'	178
86,4°	0,63'	1,00'	403	—3,60'	—3,0'	532	—2,80'	—2,07'	315	—4,30'	—3,5'	359	—1,58'	—1,40'	101	—3,58'	—3,2'	97

*) Diese Zahlen sind den Ingersollschen Kurven auf graphischem Wege entnommen.

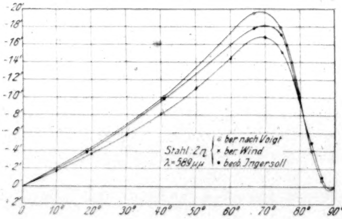


Fig. 1.

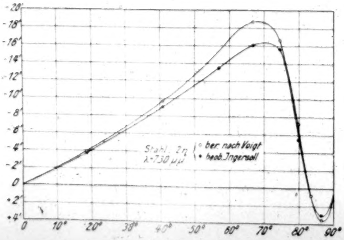


Fig. 2.

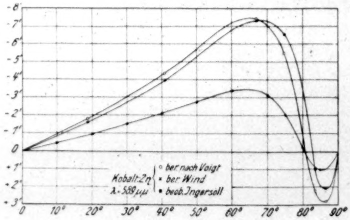


Fig. 3.

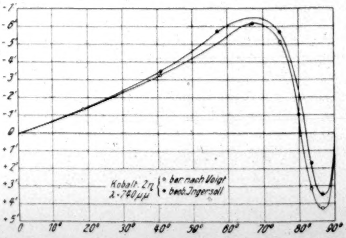


Fig. 4.

Um seine Kurven mit denen von Wind vergleichen zu können, führt Ingersoll Faktoren ein, die dem Verhältnis der Intensitäten der Magnetisierung entsprechen sollen. Ein solches Verfahren wäre nur zulässig, wenn der Parameter q eine von der Magnetisierung unabhängige Größe wäre, was mit meinen Beobachtungen beim Kerreffekt im Widerspruch zu stehen scheint. Bei meinen Berechnungen sind keinerlei Korrektionsfaktoren zur Anwendung gebracht.

Die Werte für p und q bei $\lambda = 730-740\ \mu\mu$

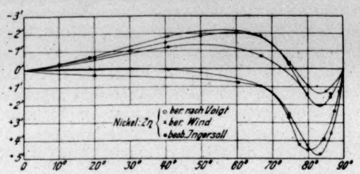


Fig. 5.

habe ich durch eine geringe Extrapolation meiner Dispersionskurven über das sichtbare Spektrum hinaus ermittelt. Die optischen Metallkonstanten bei dieser Wellenlänge sind aus den Ingersollschen[1]) Beobachtungen entnommen.

Die Übereinstimmung ist im allgemeinen als eine recht gute zu bezeichnen.

Die Abweichungen, die besonders bei Kobalt und Nickel in der Verschiebung des kritischen Einfallswinkels — bei welchem eine Umkehrung des Vorzeichens für die Größe η auftritt — sich ausdrücken, sind durch folgende Faktoren einigermaßen zu erklären. Bei der außerordentlichen Kleinheit des Effekts kommt die Verunreinigung der Spiegeloberfläche stark zur Geltung, was von Micheli[2]) gezeigt wurde und einer Veränderung der kritischen Winkel entspricht. Ich habe nach Michelischen Beobachtungen gerechnet und mich überzeugt, daß nicht nur die optischen Konstanten, sondern auch der Parameter q durch Verunreinigung der Oberfläche beeinflußt werden. Andererseits erlaubt die ziemlich starke Dispersion dieses Parameters im sichtbaren Spektrum den Schluß zu machen, daß schon geringe chromatische Unterschiede des benutzten Lichtes eine Verschiebung des singulären Winkels verursachen können.

Die Richtigkeit der eben gemachten Bemerkungen ist leicht aus der Formel für den kritischen Einfallswinkel der Größe η zu ersehen:

$$\cos^2\varphi = \frac{\sin q\,[n^2 - k^2 - (n^2+k^2)^2] + 2nk\cos q}{\sin q\,(n^2-k^2)[1-(n^2+k^2)^2] + 2nk\cos q\,[1+(n^2+k^2)^2]}$$

Auffallend sind die Abweichungen in den Maximalwerten der Kurven, da Ingersoll, wie ich auch, Sättigung der Magnetisierung (für Stahl und Nickel jedenfalls) erreicht hat; die von mir berechneten Kurven steigen höher als die beobachteten. Freilich ist Stahl keine völlig definierte Substanz, und es kann immerhin eine Verschiedenheit des Materials vorliegen.

Was das Vorzeichen anbetrifft, so ergeben die Voigtschen Formeln bei derselben Orientierung der magnetischen Feldstärke ein von dem Ingersollschen verschiedenes Vorzeichen für die Größe η. Es ist wohl anzunehmen, daß dies auf einer verschiedenen Definition beruht, und man muß bedauern, daß Ingersoll die Art der Berechnung der Phasenverzögerungen nicht ausführlich angegeben hat.

Es wäre von großem theoretischen Interesse, die Dispersion der Parameter p und q im Ultrarot verfolgen zu können. Da aber Ingersoll bis jetzt nur die Beobachtungen über die Veränderung des Azimuts publiziert hat, so ist das zurzeit nicht möglich.

Göttingen, Anfang April 1913.

(Eingegangen 21. April 1913.)

1) L. R. Ingersoll, Astrophys. Journ. **32**, 265, 1910.
2) Micheli, Ann. d. Phys. (4) **1**, 542, 1900.

Über den Widerstand zwischen zwei ebenen, sich berührenden Metallplatten.

1. Mitteilung.

Von F. Streintz und A. Wesely.

Wenn man sich die Aufgabe stellt, über den Übergangswiderstand zwischen zwei sich berührenden Metallen Aufschluß zu erhalten, so hat man von vornherein eine nicht geringe Zahl von Einflüssen zu gewärtigen, die sich zur Geltung bringen werden.

Der Übergangswiderstand wird unter den bereits einschränkenden Voraussetzungen, daß sich die Metalle in Luft berühren und das aus ihnen gebildete System keinen Erschütterungen ausgesetzt ist, abhängig sein von der Natur, der Größe und Beschaffenheit der Oberfläche der Metalle, ferner vom Druck, unter dem sie aufeinander liegen, von der Dauer der Berührung, von der Temperatur und endlich von den an die beiden Leiter angelegten Potentialdifferenzen.

Um eine systematische Untersuchung zu ermöglichen, empfiehlt es sich, die Arbeit zunächst auf ein einziges Metall zu beschränken, aus dem beide zur Berührung gebrachten Leiter bestehen. Es wäre nun naheliegend, Kupfer zu verwenden, das bei den elektrischen Messungen die meiste Verwendung findet. Als am besten geeignete Berührungsflächen sind Ebenen anzusehen, die so vollkommen als möglich hergestellt worden sind. Reines Kupfer ist ein verhältnismäßig weiches Metall. Werden daraus hergestellte Platten größeren Drucken unterworfen, so steht zu befürchten, daß dabei Deformationen entstehen, die einen störenden Einfluß auf die Ergebnisse ausüben können. Außerdem gelingt es unter Anwendung einfacher Mittel minder gut, entsprechend ebene und glatte Flächen aus

diesem Metall herzustellen. Es wurden daher die zunächst orientierenden Versuche mit Messing vorgenommen. Messing ist härter als Kupfer und läßt sich für den beabsichtigten Zweck auch besser bearbeiten.

Fig. 1 zeigt in $^2/_3$ natürlicher Größe die Anordnung der beiden Kreisplatten. Die untere

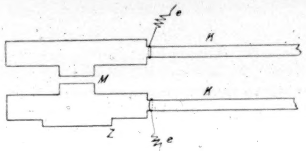


Fig. 1.

Platte besitzt ein kurzes zylindrisches Ansatzstück Z, das in eine entsprechende Vertiefung eines Messingklotzes eingesetzt wurde. Bei M lagen die Kreisflächen der Platten aufeinander. Die Durchmesser der Kreise wurden bei verschiedenen Versuchsreihen gewechselt und betrugen 2,6, 1,95, 1,77 und 1,0 cm. Recht mühevoll gestaltete sich das Ebenschleifen der Platten. Da bei aller Vorsicht die Ränder nach dem Schleifen stärker in Anspruch genommen waren und etwas tiefer lagen als die mittleren Teile der Kreisflächen, so wurden auf der Drehbank zuerst größere Flächen von M hergestellt. Diese wurden dann auf ebenen Glasplatten, die mittels des Sandstrahlgebläses eine rauhe Oberfläche erhalten hatten, mit der Hand abgeschliffen. Es standen mehrere Glasplatten von verschiedenem Korn zur Verfügung. Zuerst wurden die Messingplatten mit etwas grobkörnigem, zuletzt mit dem feinstkörnigen Glas bearbeitet und die gebildeten Metallspäne durch Waschen der Glasplatten mit Seifenwasser entfernt. Zuweilen stieß man beim Polieren auf Gußfehler im Messing, auch auf kleine Flecken von dunklerer Farbe, die erst wieder durch zeitraubendes Schleifen beseitigt werden konnten. Hatten die Flächen endlich ein gleichmäßig spiegelndes, strichfreies Aussehen erhalten, dann wurden ihre etwas tiefer liegenden Ränder auf der Drehbank abgenommen.

In die Messingplatten waren starke Kupferdrähte K eingeschraubt, die rechtwinklig umgebogen mit Quecksilbernäpfchen verbunden waren. Sie bildeten die Zuleitung für den Hauptstromkreis. Außerdem waren direkt an die Messingplatten dünne, spiralförmig gewundene Drähte e angelötet, die zum Potentialgalvanometer führten.

Der Widerstand zwischen den Platten wurde aus dem Potentialgefälle ermittelt. Auf Anwendung einer Nullmethode durch Kompensation des Gefälles wurde verzichtet. Man kommt rascher und ebenso sicher ans Ziel, wenn man die zu untersuchenden Widerstände mit nahezu gleich großen Normalwiderständen vergleicht, so daß die Ausschläge im Galvanometer nur um wenige Teilstriche voneinander abweichen. Man beobachtet zunächst den Ausschlag, den der Normalwiderstand in einer bestimmten Richtung hervorruft, darauf die Ausschläge, die der Übergangswiderstand nach beiden Richtungen im Galvanometer erzeugt und schließt mit der Beobachtung des Normalwiderstands bei umgekehrter Stromrichtung. Auf diese Weise werden Fehler, die durch geringe Änderungen der Ruhelage des Instrumentes oder durch Schwankungen der elektromotorischen Kraft der Stromquelle entstehen können, vermieden.

Als Spiegelinstrument diente ein Drehspulgalvanometer von Siemens & Halske mit starker Dämpfung und einem Widerstand von 10000 Ω, dem nach Bedarf beliebiger Widerstand zugeschaltet werden konnte, als Stromquelle standen Akkumulatoren mit einer Kapazität von 54 Amperestunden bei dreistündiger Entladung in Verwendung.

Im Hauptstromkreis befand sich ein Weston-Voltmeter mit einer Empfindlichkeit von 0,0001 A. für den Teilstrich. Sein ursprünglicher Widerstand von 100 Ω war mit Hilfe von Nebenschlüssen auf 10, 1 und 0,1 Ω herabzusetzen, so daß der Meßbereich sich bis auf 15 A. erstreckte. Außerdem nahm der Hauptstromkreis einen Regulierwiderstand von 100 Ω, die Platten und den Normalwiderstand auf. Mit Hilfe von Wippen konnte der Hauptstrom sowohl in den Platten als im Normalwiderstand allein umgekehrt werden, damit etwaige auftretende Thermokräfte in Abzug gebracht werden konnten.

Das System stand auf einer Marmorplatte, die in eine Mittelwand des Hauses auf eisernen Trägern eingelassen war. Um es möglichst vor Erschütterungen der leider wenig ruhigen Umgebung zu schützen, erwies sich seine Aufstellung auf einem 3,5 cm hohen, massiven Kautschukzylinder als vorteilhaft.

Die Temperatur im Beobachtungsraume blieb konstant und betrug 20°.

Besondere Sorgfalt wurde auf die Herstellung der Normalwiderstände gelegt. Sie bestanden aus Manganinstäben von verschiedenem Kaliber, deren Enden in vierseitige Prismen aus Kupfer eingelassen waren. Die Prismen waren vernickelt; große Flachklemmen dienten der Verbindung mit dem Hauptstromkreise. Außerdem enthielten die Prismen kreisförmige Vertiefungen, die gleichfalls vernickelt waren, zur Aufnahme von Quecksilber. An neun in gleichen

Fig. 2.

Abständen befindlichen Stellen der Stäbe waren kurze Kupferdrähte angelötet, die mit gleichfalls vernickelten Kupfernäpfen verbunden waren. Auch die Kupfernäpfe erhielten Quecksilberfüllung. Auf diese Weise entstanden Dekadenwiderstände zu $10 \times 0{,}0001$, $10 \times 0{,}001$ und $10 \times 0{,}01\ \Omega$. Die Unterabteilungen der Widerstände waren zunächst etwas zu klein gewählt. Durch Abreiben der Stabstücke mit Schmirgelpapier wurden sie dann mit Hilfe der Thomsonbrücke sowohl untereinander als auch mit dem eingeschalteten Normaletalon abgeglichen. Zum Schlusse wurden die Stäbe mit einer Lackschicht bedeckt. Fig. 2 gibt eine Ansicht des Dekadenwiderstands $10 \times 0{,}001\ \Omega$.

Herr Professor Sahulka hatte die Güte, die Widerstandssätze unter seiner Aufsicht durch den Mechaniker Tumpach in Wien herstellen zu lassen. Er unterzog sich weiter der Mühe, die Eichung im elektrotechnischen Institut der Wiener Technischen Hochschule vorzunehmen; bei diesem Anlasse teilte er mir mit, daß er bereits im Jahre 1894 für die Normaleichungskommission in Wien ähnliche kleine Widerstände aus einem einzigen Manganinstreifen mit entsprechend angeordneten Abzweigungen habe herstellen lassen. Ich spreche Herrn Professor Sahulka für seine Opferwilligkeit meinen verbindlichen Dank aus.

Die Empfindlichkeit des Galvanometers soll mit der Angabe charakterisiert werden, daß der Widerstand von $0{,}0001\ \Omega$ eine doppelseitige Ablenkung von 50,0 Skalenteilen hervorrief, wenn der Strom im Hauptkreise 1 A. betrug. Zehntel von Skalenteilen konnten dank der starken Vergrößerung des Fernrohrs mit Sicherheit geschätzt werden, so daß die Fehler 0,2 Teilstriche oder 0,4 Mikrohm bei dieser Stromstärke kaum übersteigen werden. Die beobachteten Widerstände sind im folgenden in Mikrohm angegeben.

Die Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur wurde aus naheliegenden Gründen nicht untersucht. Eingehende Beobachtungen an Messingplatten wurden jedoch ausgeführt, um die Abhängigkeit von der Stromstärke, von dem auf den Platten jeweilig lastenden Druck und von der Größe der berührenden Flächen kennen zu lernen. Die Vermutung, daß mit steigender Stromstärke der Übergangswiderstand abnehmen werde, wie bei Berührung von Kristall und Metall, wurde nicht bestätigt. Im allgemeinen ergab es sich, daß mit zunehmender Belastung der Platten die Abweichungen vom Ohmschen Gesetze abnehmen und schließlich verschwinden. Bei einer geringen oder mittleren Belastung treten mit Änderung der Stromstärke Erscheinungen so eigentümlicher Natur auf, daß man zuerst geneigt war, sie für zufällig zu halten, wenn sie sich nicht bei Wiederholung der Versuche in derselben Weise wieder hergestellt hätten. Ein Plattenpaar von 1,95 cm Durchmesser wurde zunächst zusammengestellt, ohne daß ein belastendes Gewicht auf die obere Scheibe gebracht wurde. Diese Scheibe hatte eine Masse von 46,4 g.

Die Platten wurden nach der Aufstellung mit großer Vorsicht gegeneinander gedreht. Die Wirkung im Galvanometer besteht darin, daß die Ausschläge bei konstanter Stromstärke bald ab-, bald zunehmen. Dabei zeigte es sich, daß man über ein bestimmtes Minimum der Ablenkung nicht hinauskommt. Oft erfordert es, besonders bei geringer Belastung der Platten, ziemlich viel Zeit, um nach einem weiteren Drehen diese günstigste Lage wieder zu erreichen. In dieser Stellung, in der der Übergangswiderstand seinen kleinsten Wert besitzt, wurde das System etwa 15 Stunden sich überlassen. Eine solche Ruhepause ist notwendig, da der Widerstand zunächst auch zeitlichen Veränderungen unterliegt. Bei geringer Belastung der Platten nimmt er meist etwas zu, bei größerer ein wenig ab.

Nach der Ruhepause sind die Schwankungen gering; doch wurde der Vorsicht halber bei Messungen mit verschiedenen Stromstärken stets von einer gewissen Stromstärke, meist 0,8 A., ausgegangen und nach Beendigung einer Beobachtungsreihe wieder auf sie zurückgekehrt.

Die Abhängigkeit des Übergangswiderstandes von der Stromstärke zwischen 0,1 und 0,8 A.

Stromstärke in A.	Widerstand in $10^{-6}\ \Omega$	
0,8	554	553
0,7	561	556
0,6	571	575
0,5	585	586
0,4	592	589
0,3	578	573
0,2	555	554
0,1	547	550
0,8	546	549

soll durch zwei Reihen ersichtlich gemacht werden, von denen die eine vormittags, die andere nachmittags aufgenommen wurde.

Auf den ersten Blick überraschend ist die geringe Veränderlichkeit des Widerstandes; noch überraschender wirkt, daß beide Beobachtungsreihen denselben Gang des Widerstandes mit der Stromstärke zeigen. Die größten Abweichungen liegen bei 0,7 und bei 0,3 A., sie betragen aber noch nicht 1 Proz.!

In Fig. 3 sind die Mittelwerte der beiden

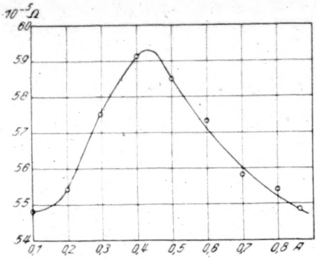


Fig. 3.

Reihen als Ordinaten (in $10^{-5}\ \Omega$) eingetragen. Sie bilden eine ziemlich regelmäßige Schwingung mit einem Maximum des Übergangswiderstands bei 0,43 Amp.

Am nächsten Tage wurden die Messungen bei größeren Stromstärken fortgesetzt. Der Widerstand bei 0,8 A. war nun vollkommen konstant, er betrug zweimal 561 und zum Schluß 560 Mikrohm. Es ergab sich:

A.	$10^{-6}\ \Omega$	A.	$10^{-6}\ \Omega$
0,905	561	4,21	565
1,013	557	4,92	563
1,202	563	5,61	563
1,302	561	6,03	562
1,500	566	7,06	566
2,02	558	8,00	565
3,00	557	9,70	563

Die Schwankungen des Widerstandes sind gering und ohne ausgeprägte Charakteristik.

Bei der nächsthöheren Belastung mit einer Bleischeibe von 537,5 g, also einer Gesamtbelastung von 584 g, fand sich bei einer Stromstärke von 0,8 A. ein vollkommen konstanter Widerstand von 167 Mikrohm vor. Bis zu einer Stromstärke von 0,8 A. war ein langsames Ansteigen des Widerstands zu beobachten, dann trat eine Abnahme bis zu einem Minimum bei 6 A. ein und darüber hinaus wieder eine Zunahme. Der Verlauf wies wieder das Bild einer Schwingung auf und ist durch die Fig. 4 ge-

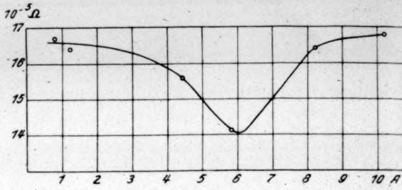


Fig. 4.

kennzeichnet. Das Maximum bei 0,4 A. war verschwunden.

Die nächsthöhere Belastung mit 1046 g ergab nach dem „Eindrehen" der Platten 122 Mikrohm bei 1,165 A. Stromstärke. Am nächsten Tag zeigten die Messungen bei derselben Stromstärke innerhalb dreier Stunden 114, 115 und wieder 115 Mikrohm. In dem Bereich von 0,3 bis 1,5 A. war der Widerstand vollkommen konstant (114—115 Mikrohm). Darüber hinaus änderte er sich:

A.	Mikrohm
2,5	113
4,96	111
5,95	111
10,9	113

Es tritt also auch hier wieder in der Nähe von 6 A. ein Minimum auf, nur ist es viel seichter geworden.

Bei einer Belastung von 2046 g erhielt man bei 0,8 A. nur mehr 80, 79 und 79,5 Mikrohm. Bis zu 4,3 A. war keine Änderung des Widerstands nachzuweisen. Bei 6,05 A. sank der Widerstand auf 76, um sich dann wieder zu erheben: 77 bei 7,8 A., 79 Mikrohm bei 10 A.

In ähnlicher Weise verhielt sich der Widerstand bei 3404 g Belastung: Unabhängig von der Stromstärke — 70 Mikrohm — mit Ausnahme der Nachbarschaft von 6 A. Da fand sich:

A.	Mikrohm	A.	Mikrohm
3,01	70,9	6,1	67,8
4,01	71,5	8,0	68,4
4,08	68,6	10,0	69,2

Es wurden noch zwei Belastungen vorgenommen; mit 5046 g erhielt man 63,6, mit 8358 g 62,0 Mikrohm. Das Ohmsche Gesetz wurde diesmal auch in der Umgebung von 6 A. befolgt. Die Platten wurden nun mit voller Berührungsfläche verlötet, wobei Rücksicht darauf genommen wurde, daß die zwischenliegende Zinnschicht möglichst dünn war. Der Widerstand des Systems betrug 33,0 Mikrohm.

Zieht man diesen Wert ab von den bei den

verschiedenen Belastungen gefundenen, so erhält man folgende Zahlen für den Übergangswiderstand allein:

Belastung in g	Mikrohm	
46,4	521	Mittelwert bei 0,8 A.
584	134	"
1046	82	"
2046	46,5	"
3404	36,6	
5046	30,6	
8358	29,0	

Der Einfluß des Druckes macht sich in ähnlicher Weise geltend wie bei Kristallen[1]). Was dort aber in großen Zügen vor sich geht, ist hier auf den Mikrokosmus beschränkt. Aus den letzten Zahlen geht auch hervor, daß der Übergangswiderstand durch Anwendung großer Drucke kaum zu beseitigen sein wird. Die Kurve I in Fig. 5 gibt ein Bild des Verlaufs.

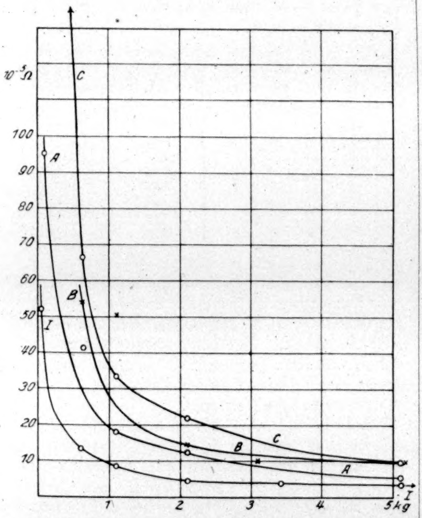


Fig. 5.

Um über die Abhängigkeit des Übergangswiderstands von der Größe der Berührungsflächen Aufschluß zu erhalten, wurden neue Platten aus einem Messingzylinder hergestellt, zunächst mit einem Durchmesser von 2,6 cm der aufeinanderliegenden Kreise. Schon bei der geringsten Belastung mit der oberen Messingscheibe allein, sie wog 94,5 g, stellte es sich heraus, daß das Ohmsche Gesetz befolgt war. Die Schwankungen des Widerstandes waren nämlich sehr gering und ohne jede Charakteristik. Die Widerstände zwischen 0,2 und 10 A. Stromstärke hielten sich innerhalb der Werte 1002 und 1010 Mikrohm, so daß also die größte Abweichung nur 0,8 Proz. betrug. Bei 632 g Belastung schwankte der Widerstand in den Grenzen 470 und 474 Mikrohm. Bei 1094 und 2094 g erhielt man die konstanten Werte von 238 und 183 Mikrohm. Die größte Belastung von 5094 g ergab 110 bis 111 Mikrohm. Hier trat aber bei höheren Stromstärken eine kleine Zunahme des Widerstandes ein; man bekam bei 7,3 A. 113, bei 10 A. 114 Mikrohm.

Ein aus demselben Zylinder geschnittener, einheitlicher Block von den gleichen Dimensionen und derselben Form wie die beiden Platten zusammen besaß einen Widerstand von 58 Mikrohm. Die Kurve A in Fig. 5 gibt die Abhängigkeit des Widerstandes nach Abzug des Eigenwiderstandes an. Der Verlauf der Kurve A ist der Kurve I ähnlich. Der bei dem Drucke von 632 g gefundene Wert fällt aus der Kurve heraus.

Bei einem Durchmesser von 1,95 cm erhielt man die Kurve B (Fig. 5). Es fällt auf, daß die Kurven B und I, die bei gleichen Durchmessern der Platte gefunden waren, sich nicht decken. Wahrscheinlich war die Legierung in beiden Fällen nicht von der gleichen Zusammensetzung. Dadurch mochte die Oberflächengestaltung beeinflußt werden.

Etwas unsicher gestaltete sich die Untersuchung des Widerstandes, wenn dieselben Platten, die die Kurven von A und B geliefert hatten, mit ihren Berührungsflächen auf 1 cm Durchmesser abgedreht worden waren. Bei der geringsten Belastung mit 81,7 g erhielt man nach dem langwierigen Eindrehen 3320 Mikrohm; am nächsten Tage war der Widerstand bei derselben Stromstärke auf 5430 Mikrohm gestiegen. Das System befand sich offenbar in einem bereits labilen Gleichgewicht. Nachdem sein Widerstand bei verschiedenen Belastungen geprüft worden war, wurde wieder auf die ursprüngliche Belastung mit der Platte allein zurückgegangen. Nach dem Eindrehen erhielt man 2950, am Vormittag des nächsten Tages 3310 Mikrohm als Mittelwert bei 0,8 A. Der Widerstand schwankte um 2 Proz. bei den verschiedenen Stromstärken. Am Nachmittig fanden sich 5230 Mikrohm vor.

Auch bei der nächsthöheren Belastung von 619 g waren die Werte bei 0,8 A. ziemlichen Schwankungen ausgesetzt. Man erhielt im Laufe des Tages 737, 727, 724 und 718 Mikrohm.

1) F. Streintz und A. Wellik, diese Zeitschr. 12, 847 u. ff., 1911.

Da die Größe dieser Schwankungen den bei verschiedenen Stromstärken gefundenen gleicht, so läßt sich über das Verhalten des Widerstandes zur Stromstärke kein Schluß ziehen.

Die Belastung von 1082 g zeigte stabilere Verhältnisse. Die Werte bei 0,8 A. betrugen der Reihe nach 396, 393 und 396 Mikrohm. Bei 0,1 A. ergab sich der größte Wert von 400, bei 2,0 A. der kleinste, 391 Mikrohm.

Minder günstig war wieder das Verhalten bei 2082 und 5082 g.

Im ersten Falle erhielt man bei 0,8 A. 278, 281 und 282 Mikrohm, im zweiten 158, 158, 156 und 153 Mikrohm. Die Kurve *C* (Fig. 5) gibt die Abhängigkeit des Übergangswiderstands von der Belastung an. Der Eigenwiderstand betrug 63,5 Mikrohm.

Aus der Lage der drei Kurven *A*, *B* und *C* ergibt sich, daß der Übergangswiderstand mit der Vergrößerung der Berührungsfläche abnimmt. Beim Durchmesser von 1 cm hat er den größten Wert (*C*), bei 2,6 cm den kleinsten (*A*). Der Charakter der drei Kurven mit ihren Asymptoten gegen die Koordinatenachsen ist derselbe. Die Abweichungen sind wohl darauf zurückzuführen, daß die Oberflächen trotz aller angewandten Vorsicht beim Schleifen mit geringen Fehlern behaftet waren. Wären sie absolut eben, eine Voraussetzung, die bei der kristallinischen Natur der Metalle unter keinerlei Umständen erfüllt werden kann, dann müßten die Platten bei jeder Stellung gegeneinander den gleichen Übergangswiderstand zeigen, so daß also ein „Eindrehen" überflüssig würde.

Die angegebenen Zahlen zeigen auch, daß das System in bezug auf seinen Übergangswiderstand um so stabiler wird, je größer seine Berührungsflächen sind.

Übrigens werden auch durch den Vorgang des Eindrehens, besonders bei höheren Drucken, die Oberflächen etwas beschädigt. Es hat sich daher im Laufe der Untersuchung die Notwendigkeit ergeben, die Versuche zunächst mit den geringsten Belastungen zu beginnen und dann stufenweise mit größeren fortzusetzen. Die Kurve *B* in Fig. 5 wird bei der Belastung von 1085 g nicht befolgt. Der Wert des Widerstands von 504 Mikrohm (er ist durch ein $\times$ bezeichnet) liegt hoch über der Kurve. Dieser fehlerhafte Wert ist dadurch entstanden, daß das System *B* vorher mit einem Gewicht von 10000 g belastet worden war. Durch das Verdrehen der Platten bei dieser Belastung sind offenbar kleine Risse auf den Oberflächen entstanden, die durch hervorragende Metallsplitterchen hervorgerufen worden sind. Nachdem das Gewicht abgehoben worden war, stellte es sich heraus, daß ein Eindrehen der Platten bei der Belastung mit der oberen Scheibe allein auf ein Minimum des Widerstands trotz anderthalbstündiger Bemühung nicht mehr möglich war. Wurde darauf das System mit 1085 g belastet, dann konnte wohl wieder eine Minimalstellung gefunden werden, allein der Widerstand blieb dauernd vergrößert. Die in die Kurve fallenden Punkte waren bereits vor der Beschädigung der Oberflächen ermittelt worden. Damit ist aber auch die bei 10000 g erfolgte Widerstandsbestimmung von zweifelhaftem Wert, so daß man sich veranlaßt sah, über Belastungen von 5000 g nicht hinauszugehen.

Ein Maximum des Widerstands, wie das bei den zuerst untersuchten Platten, die das Druck-Widerstandsdiagramm I geliefert haben, beobachtet wurde, konnte ein zweites Mal an Messingplatten von der später angewendeten Legierung beobachtet werden. Der Durchmesser der Berührungsflächen betrug 1,77 cm, die Belastung 83,7 g. Die Beziehungen zwischen Stromstärke und Widerstand sind durch zwei Versuchsreihen festgestellt worden.

Stromstärke A.	Widerstand 10^{-6} Ohm	Stromstärke A.	Widerstand 10^{-6} Ohm
0,8	4730	0,8	4800
0,2	4830	0,125	4860
0,3	4870	0,23	4910 (?)
0,4	4870 } *	0,33	4900
0,5	4890 } *	0,39	4920 } *
0,6	4860	0,45	4920 } *
0,7	4831	0,57	4900
		0,70	4870

Das Maximum ist wieder zwischen 0,4 und 0,5 A. gelegen. Der wellenförmige Verlauf zwischen 0,125 und 0,7 A. kommt, von einer Störung bei 0,23 A. abgesehen, ziemlich deutlich zum Ausdruck. Der Übergangswiderstand war dabei, absolut genommen, unverhältnismäßig groß; auch das Gleichgewicht des Systems schien nicht stabil zu sein.

Gerade so, wie bei Berührung von Metall und Kristall sich der Übergangswiderstand auf den Einfluß der zwischen den Leitern befindlichen Luftschicht zurückführen läßt, macht sich derselbe Einfluß auch an den Grenzen zweier Metalloberflächen geltend. Die Diagramme Druck-Widerstand bringen diese Schlußfolgerung zum unzweideutigen Ausdruck.

Es schien von Wert, die orientierenden Versuche mit Versuchen abzuschließen in einem anderen Dielektrikum als in Luft. Kohlrausch gibt in den allgemeinen Bemerkungen über galvanische Arbeiten den Rat[1]), bei Verwendung von Kurbelrheostaten die „Gleitkontakte mit ein

1) F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik, 11. Aufl., S. 408, 1910.

wenig feinem Öl zu versehen". Ein mechanisches Abreiben der etwa gebildeten Oxydschichten mit Hilfe von Öl scheint, nach der Ausdrucksweise zu schließen, nicht gemeint zu sein. Durch eine allmähliche Auflösung des Oxyds in Öl dürfte aber auch kaum eine Verbesserung des Kontakts zu erwarten sein.

Um über die Frage Aufklärung zu erhalten, wurden an jeder der Beobachtungen, die bei den verschiedenen Belastungen zu den Kurven B und C geführt haben, Versuche angeschlossen, bei denen die Oberflächen mittels Rehleder mit einer äußerst dünnen Schicht von Knochenöl eingerieben worden waren. In Fig. 6 sind die damit erhaltenen Ergebnisse eingetragen. Die

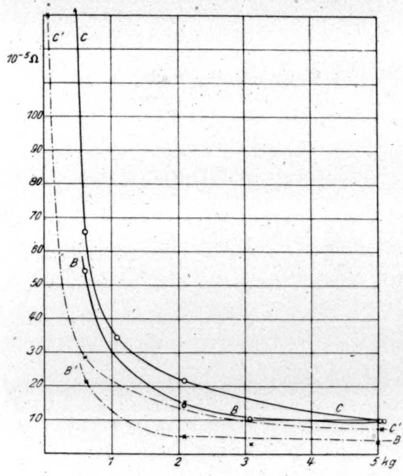


Fig. 6.

ausgezogenen Linien (B und C) entsprechen den bereits besprochenen Versuchen in Luft, die gestrichelten, B' und C', geben das Verhalten des Übergangswiderstands in Knochenöl als Zwischenschicht an. Die zusammengehörigen Kurven B und B', C und C' verlaufen ziemlich parallel, die Übergangswiderstände in Öl sind bedeutend herabgesetzt. Als Ursache kommt zunächst wohl der Wechsel im Dielektrikum in Betracht. Dazu kommt aber, daß die aufeinandergelegten Platten ohne jede Belastung schon sehr gut aneinander haften, wodurch sie schon von Haus aus unter einem Drucke stehen, der ungefähr dem einer Atmosphäre gleichkommen wird. Es hat sich aber auch hier als notwendig erwiesen, die Platten auf das Minimum des Widerstands einzudrehen, nur zeigte es sich, daß man viel rascher zum Ziele kam und die Schwankungen des Widerstands geringer waren.

Daß auch mit Knochenöl als Dielektrikum versehene Oberflächen einen schwingungsartigen Verlauf des Widerstands mit Veränderung der Stromstärke zeigen, wird durch die Fig. 7 ersichtlich gemacht. Bei der Belastung mit der

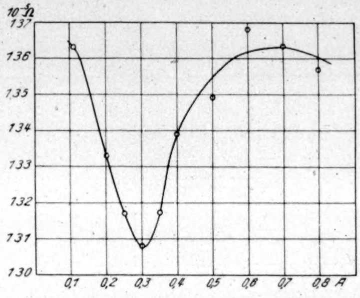


Fig. 7.

oberen Scheibe allein (81,7 g) ergab sich ein tief eingekerbtes Minimum des Widerstands bei 0,3 A.

Dieses Minimum trat auch, allerdings bedeutend geschwächt, auf, als die Platten, sorgfältig von Öl befreit, neuerdings aufeinandergelegt und eingedreht waren. Es fand sich nämlich:

Belastung 81,7 g.

Stromstärke in A.	Widerstände in Mikrohm		
0,2	3320		3330
0,25		3320	
0,3	*3290	*3305	*3290
0,35		3340	3310
0,4	3320		
0,8	3350	3300	3290

Wie man sieht, ist auch hier das Minimum in drei aufeinanderfolgenden Beobachtungsreihen noch deutlich wahrnehmbar.

Wie bereits erwähnt, erscheint es ziemlich aussichtslos, den Übergangswiderstand auch unter Anwendung von hohen Drucken zu beseitigen, wenn sich Luft zwischen den Platten befindet. Es entsteht die Frage, ob der Übergangswiderstand nicht vielleicht bei Anwendung von Öl als Zwischenschicht wenigstens nahezu zum Verschwinden gebracht werden könne.

Bei einer Belastung von 5085 g ergaben die eingefetteten Platten vom Durchmesser 1,95 cm 87,5 Mikrohm, bei 7400 g 58 Mikroohm und bei 10000 g nach längerem Zuwarten 59 Mikrohm. Der Widerstand eines zusammen-

hängenden Messingstückes von den gleichen Dimensionen wurde gleich 58,6 Mikrohm gefunden. Es scheint also möglich, unter Anwendung von Öl den Übergangswiderstand bei großen Drucken gänzlich zum Verschwinden zu bringen. Der Erfolg ist jedoch nicht immer der gleiche. Wahrscheinlich ist die Dicke der angewendeten Ölschicht von Einfluß.

Das Dielektrikum Öl gibt bei geringeren Drucken Übergangswiderstände, die in ähnlicher Weise wie bei Luft durch Entladungen zwischen den Grenzschichten hervorgerufen werden. Bei großen Drucken dagegen wird die dünne Ölschicht herausgepreßt und nimmt auch die an den Platten adhärierende Luftschicht mit, so daß die Metalle nun unmittelbar aufeinander zu liegen kommen.

Den gleichen Effekt kann man erzielen, wenn man die Oberflächen der Metalle amalgamiert.

Wenn erst zum Schlusse auf die mit den beschriebenen Versuchen zusammenhängende Literatur die Rede kommt, so liegt der Grund hierfür darin, daß sie erst entdeckt wurde, als die Arbeit zu Ende geführt war. Bemerkungen von Branly[1]) beziehen sich auf drei Widerstandsmessungen, die an verschiedenen, nach Art der Trockensäulen aufgebauten Metallplatten (Zink—Kupfer, Wismut—Aluminium) beobachtet wurden; zwei Messingplatten, die mit Zuleitungsdrähten versehen waren, schlossen das System ein. Die obere Messingplatte war mit einem Gewicht von 6 kg belastet. Der Widerstand zwischen Wismut und Aluminium betrug ursprünglich 0,4 Ω und stieg im Verlauf mehrerer Stunden auf 3 Ω an.

Diese Notiz kommt nicht weiter in Betracht. Anders verhält es sich mit zwei Arbeiten, die unter den etwas versteckten Titeln „Bemerkungen über elektrische Leitfähigkeit" und „Versuche über Kontakte im Apparatenbau" in elektrotechnischen Zeitschriften veröffentlicht worden sind. In der ersten Arbeit beschäftigt sich W. Browning[2]) mit der Abhängigkeit des Widerstands an der Kontaktstelle zweier Metallstücke von der Stromstärke und dem Druck, mit dem die beiden Metalle gegeneinandergepreßt werden. Mit steigender Stromstärke — zwischen 20 und 80 Amp. — findet Browning eine nahezu lineare Zunahme des Spannungsabfalls am Kontakt. Mit zunehmendem Druck auf die Kontaktstücke bei konstanter Stromstärke ergibt sich eine Zunahme der Leitfähigkeit, die um so rascher erfolgt, je rauher die sich berührenden Oberflächen sind. Bei Zunahme des Druckes erhielt Browning für die Leitfähigkeit einen konstanten Maximalwert, der bei rauhen Oberflächen wieder merklich größer ist als bei ebenen. Werden die Berührungsflächen mit Öl oder Vaseline bedeckt, so erfolgt bei zunehmendem Druck ein weit rascheres Ansteigen der Leitfähigkeit bis zu einem konstanten höheren Maximum als bei reinen Berührungsflächen.

Georg J. Meyer geht in seiner Arbeit[1]) davon aus, die verschiedenen in der Elektrotechnik in Verwendung stehenden Kontakte zu besprechen. Er unterscheidet geschliffene (rillenförmige), abgeblasene (feinkörnige) und sehr fein eingeschliffene (karrenförmige) Messingkontakte. Es werden sieben Platten von geringer Dicke, also (nach Meyer) von verschwindendem Leitungswiderstand, aufeinandergeschichtet und durch Gewichte gegeneinander gepreßt. Die Kurven des spezifischen Kontaktwiderstands als Funktion des spezifischen Druckes werden in einer Reihe von Abbildungen verzeichnet. Je nach den gewählten Messingoberflächen zeigen sie eine verschiedene Lage, sie besitzen zwei gemeinsame Asymptoten: bei verschwindendem Druck wird der Widerstand unendlich, bei unendlichem Druck verschwindet der Widerstand. Die entstandenen Kurven sind ähnlich den in der vorliegenden Mitteilung angegebenen. Die absoluten Werte der Widerstände liegen, wie es bei der Zahl der verwendeten Platten natürlich ist, um ein Vielfaches höher.

Meyer stellt auch Versuche mit den Platten an, wenn an Stelle von Luft Sauggas oder Vaseline tritt. Durch Sauggas wird der Übergangswiderstand bedeutend erhöht, durch Einfetten der Platten mit Vaseline erniedrigt. Durch Sauggas wird die Luft erst allmählich verdrängt, ein indifferentes Fett entfernt beide Gase augenblicklich. Es sind dies also durchweg Ergebnisse, die mit den mitgeteilten im Einklang stehen.

In bezug auf die Präzision der Versuche dürfte die vorliegende Arbeit wohl überlegen sein. Außerdem gelangte eine Reihe von Erscheinungen zur Sprache, die völlig neu sein dürften.

Die Mitteilung verfolgt in erster Linie den Zweck, als Orientierung für spätere Untersuchungen zu dienen. Es sollen zunächst Versuche angestellt werden an Edelmetallen, deren Oberflächen von einer optischen Anstalt hergestellt werden. Dabei wird auch der Einfluß der Temperatur zu studieren sein. Untersuchungen an unedlen Metallen, Eisen, Stahl, Blei, Zinn usw., die, nach Vorversuchen zu schließen, mit

1) E. Branly, Compt. rend. **120**, 869, 1895.

2) W. Browning, I. Inst. Electr. Engin. **37**, 372, 1906.

1) G. J. Meyer, Elektrotechn. Zeitschr. **30**, 243 und 275, 1909.

ziemlichen Schwierigkeiten verbunden sein werden, sollen die Arbeit zum Abschlusse führen.

Graz, zweites Physikal. Institut der Techn. Hochschule, Ostern 1913.

(Eingegangen 31. März 1913.)

Einfaches Verfahren zur Darstellung von Argon; chemische Aktivierung zweiatomiger Gase im Glimmstrom.

Von J. Stark.

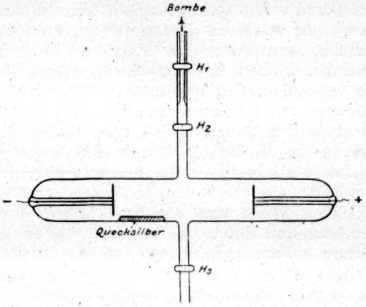
Beim Einleiten von Bombensauerstoff in eine durchströmte Kanalstrahlenröhre, in welcher Quecksilberdampf zugegen war, machte ich folgende Beobachtung. Der Sauerstoff verschwand in sehr kurzer Zeit aus dem Gasraum; nach einiger Zeit wurde auf der Glaswand ein gelbroter Niederschlag bemerkbar, der offenbar Quecksilberoxyd war; im Spektrogramm der Kanalstrahlen traten neben den Quecksilberlinien intensiv die Argonlinien auf und nur ganz schwach die stärksten Sauerstofflinien; die Stickstofflinien, welche in der Regel im Bombensauerstoff sichtbar werden, fehlten gänzlich.

Die Deutung dieser Beobachtung liegt auf der Hand. Käuflicher Bombensauerstoff wird in der Regel aus flüssiger Luft durch Abdampfen des Stickstoffs bis auf einige Prozent dargestellt; da die Siedepunkte des Sauerstoffs (—183° C) und des Argons (—187° C) bei atmosphärischem Druck nur wenig voneinander verschieden sind, so enthält der zurückbleibende Sauerstoff mehr Argon als die atmosphärische Luft für die Gewichtseinheit. Solcher Bombensauerstoff führt also neben ungefähr 6 Proz. Stickstoff ungefähr 4 Proz. Argon, ein Verhältnis, das natürlich von Fall zu Fall wechselt. Wird zu diesem Gasgemisch (O_2, N_2, Ar) Quecksilberdampf gesetzt und wird es dann vom Glimmstrom durchflossen, so tritt infolge einer weiter unten näher charakterisierten Aktivierung des Sauerstoffs und Stickstoffs eine rasch verlaufende Verbindung dieser Elemente mit Quecksilber ein; es bildet sich festes Quecksilberoxyd und Quecksilbernitrit. Diese setzen sich aus dem Gasraum auf die Glaswand ab und das Argon bleibt allein im Gasraum zurück.

Auf die vorstehende Beobachtung und Überlegung gründete ich folgendes Verfahren zur Darstellung von Argon, und zwar paßte ich es zunächst meinen Bedürfnissen für die spektralanalytische Untersuchung[1]) dieses Gases in den Kanalstrahlen an. Da es leicht für andere Zwecke abgeändert werden kann, so beschränke ich mich darauf, es in dieser besonderen Ausführung zu beschreiben.

1) Hierüber wird an anderer Stelle (Ber. Münch. Akad. 1913) berichtet werden.

In der Figur ist das verwendete Gefäß zur Gewinnung von Argon dargestellt. Zwischen den Hähnen H_1 und H_2 liegt eine kurze enge Röhre; auf sie folgt eine zylindrische, 4 cm weite, 30 cm lange Röhre[1]) („Reaktionsröhre"), auf diese, durch einen Hahn (H_3) von ihr getrennt, die Kanalstrahlenröhre. Die Reaktionsröhre enthält zwei scheibenförmige Aluminiumelektroden von 3 cm Durchmesser und außerdem 0,5—1 cm^3 flüssiges Quecksilber, am besten in der Nähe



der Kathode. Zunächst öffnet man sämtliche Hähne und spült das Röhrensystem mit Bombengas, dann schließt man sie bis auf H_1 und pumpt das Röhrensystem unter starker Belastung der Reaktionsröhre gut gasfrei. Dann schließt man H_3 und H_2, füllt durch Öffnen von H_1 die Röhre H_1H_2, schließt H_1 wieder und läßt dann durch Öffnen von H_2 das Bombengas in die Reaktionsröhre treten. Mit einer Bunsenflamme wärmt man darauf diese sorgfältig an, besonders an der Stelle, wo das Quecksilber liegt. Man wird dann bemerken, daß die Länge des Dunkelraumes des Glimmstroms plötzlich zu wachsen beginnt, um auf einem großen Wert stehen zu bleiben, wenn der Glimmstrom infolge zu starken Sinkens des Druckes nicht überhaupt erlischt. Es findet nämlich dann eine sehr rasche Bindung des Sauerstoffs und Stickstoffs unter Zurückbleiben des Argons statt. Hat diese Reaktion einmal eingesetzt, so kann man rasch hintereinander neue Gasmengen aus der Röhre H_1H_2 in die Reaktionsröhre treten lassen unter wiederholtem vorsichtigem Erwärmen der letzteren. Es wird dann die größte Länge des Dunkelraums, welche man durch Bindung von N_2 und O_2 an Hg erreichen kann, immer kleiner,

1) Eine kugelförmige Röhre mit zentraler Kathode dürfte vorteilhafter sein.

da Argon mehr und mehr angereichert wird, während sich die Wände der Reaktionsröhre immer mehr mit dem dunkelfarbigen Oxyd und Nitrit des Quecksilbers belegen. Hatte die größte Länge des Dunkelraumes in dem reinen Argon einen Wert von 1—2 mm erreicht, so brach ich die Entwickelung von Argon ab, da der hergestellte Vorrat für meine Zwecke genügte. War er verbraucht, so ließ er sich in der angegebenen Weise in einer Zeit von 10 bis 15 Minuten ohne weitere Vorbereitungen bequem wieder erneuern.

Das so gewonnene Argon war frei von Stickstoff und selbst spektroskopisch frei von Sauerstoff, die stärksten Sauerstofflinien erschienen nämlich erst nach einer Exposition von drei Stunden schwach in den Spektrogrammen. Um zu vermeiden, daß spektralanalytisch merkbare Mengen von Kohlenwasserstoffen oder Wasserstoff in ihm auftreten, hat man die mit dem Argon in Berührung kommenden gefetteten Hähne vor seiner Darstellung zu entgasen. Dies geschieht am raschesten in folgender Weise. Zunächst öffnet man sämtliche Hähne, saugt trockene Luft durch sie, während man sie vorsichtig gelinde erwärmt und andauernd dreht. Fangen sie an, sich schwerer drehen zu lassen, so ist dies ein Zeichen, daß die Entgasung vorgeschritten ist; man kann dann H_1 schließen und das Entgasungsverfahren für die mit dem Vakuum in Berührung kommenden Hähne H_2 und H_3 noch weiter fortsetzen, indem man sie gelinde erwärmt, andauernd dreht und das Röhrensystem auspumpt. Drehen sich die Hähne schwer, dann geben sie in das angrenzende Vakuum nur mehr so wenig Kohlenwasserstoff ab, daß die Wasserstofflinien H_β und H_γ erst nach mehreren Stunden Exposition in den Spektrogrammen schwach sichtbar werden.

Für den Betrieb der Reaktionsröhre genügen 2000—4000 Volt Gleichstrom aus einer Batterie oder Hochspannungsdynamo. Verfügt man hierüber nicht, so kann man statt ihrer ein größeres Induktorium verwenden; nur soll man zur Abkürzung der Reaktionszeit den Glimmstrom in der Reaktionsröhre ziemlich stark wählen.

Es bleibt noch zu erklären, worin die Aktivierung des Stickstoffs und Sauerstoffs im Glimmstrom besteht, welche zu einer so raschen Bindung dieser Elemente an Quecksilber führt. Die schnellen Kathodenstrahlen der negativen Glimmschicht[1]), die langsameren Kathodenstrahlen der positiven Säule und die auf die Kathode zulaufenden Kanalstrahlen vermögen durch ihren Stoß nicht allein Valenzelektronen von Atomen unter deren Ionisierung abzuschlagen, sondern sie können auch die Bindung der Valenzen eines Atoms an ein anderes Atom durch ihren Stoß sprengen, also chemisch dissoziierend zu wirken, sei es direkt oder auf dem Umweg über die Ionisierung. So zerlegen sie das zweiatomige Sauerstoff- und Stickstoffmolekül in einzelne Atome ($O_2 \rightarrow O + O$ bzw. $N_2 \rightarrow N + N$); einatomiger Sauerstoff und Stickstoff ist aber äußerst reaktionsfähig und verbindet sich sofort mit dem beigemischten Quecksilberdampf.

Für die Reaktionsfähigkeit des vom Glimmstrom durchflossenen Sauerstoffs sei bei dieser Gelegenheit noch ein anderes Beispiel erwähnt. Eine scheibenförmige Aluminiumanode geriet im Glimmstrom in Sauerstoff bei 10 Milliampere in ihrer ganzen Ausdehnung in Rotglut, obwohl sie gar nicht von den Kathodenstrahlen erreicht wurde, vielmehr am Ende der negativen Glimmschicht lag, also nur eine relativ geringe Stromwärme zugeführt erhielt. Diese außerordentliche Wärmeentwickelung rührte offenbar von der Reaktion des Aluminiums mit dem einatomigen Sauerstoff aus der negativen Glimmschicht her. Sie war begleitet von einem ziemlich starken Verbrauch des Röhrensauerstoffs, so daß zum Zweck der Konstanthaltung des Gasdruckes dauernd frischer Sauerstoff eingelassen werden mußte.

Auch Wasserstoff wird im Glimmstrom, vor allem durch die schnellen Kathodenstrahlen in der negativen Glimmschicht, infolge Spaltung zweiatomiger Moleküle in einzelne Atome aktiviert. Dieser Vorgang gibt sich z. B. in folgender Erscheinung kund. Quecksilberoxyd auf den Wänden einer Gleichstromröhre rund herum um die negative Glimmschicht wird, ohne daß die Röhre über 100^0 heiß würde, ziemlich rasch reduziert, wenn als Gasfüllung Wasserstoff benutzt wird.

Endlich dürfte folgende Beobachtung aus einer Aktivierung des zweiatomigen Joddampfes sich erklären. Stellt man in Joddampf zwischen Platinelektroden einen Glimmstrom her, so schwärzt sich die Röhrenwandung in ganz kurzer Zeit intensiv. Es dürfte hierbei eine chemische Reaktion des einatomigen Jods im Spiele sein.

Es ist zu hoffen, daß es dem Chemiker gelingen wird, die Aktivierung zweiatomiger Gase und Dämpfe im Glimmstrom in neuen Reaktionen nutzbar zu machen. Ich muß mich darauf beschränken, mit vorliegender Mitteilung auf derartige Möglichkeiten hinzuweisen.

Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule, 10. März 1913.

(Eingegangen 14. April 1913.)

1) Vgl. J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1902.

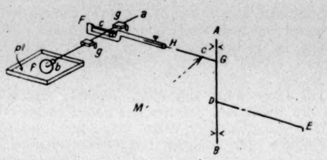
Dämpfungsanordnung bei Erschütterungsmessern.

Von C. Mainka.

Bereits in den achtziger Jahren hat man, namentlich in Japan, das Prinzip eines Seismometers auch für die Konstruktion von Instrumenten, die dazu dienen sollten, Erschütterungen, herrührend von Fabrikbetrieben, Eisenbahnen usw. zu registrieren, gebaut. In neuerer Zeit hat man sich wieder mit dieser in die Ingenieurwissenschaft gehörenden Frage zu beschäftigen begonnen. Die neueren Apparate haben, im Gegensatz zu früher, Dämpfungsvorrichtungen. Soweit es sich um Flüssigkeitsdämpfung für diese Fälle handelt, hat Verfasser dieses auf geeignetere Anordnung solcher mehrfach hingewiesen. Bei Instrumenten, die nur stärkere künstliche Störungen mittels einer Schreibnadel registrieren sollen (also in den meisten Fällen der reinen Praxis), begnügt man sich m. E. mit vollem Recht mit kleinen, etwa 10—40 fachen Vergrößerungen und wertet nur die periodischen Bewegungen aus. Hier kann man auch, ohne gröbere Fehler zu begehen, die besonders bestimmte Vergrößerung V des Instruments für unendlich kurze periodische Bewegungen benutzen, Dämpfung ε und Reibung r für die Rechnung außer acht lassen, da der Faktor, der mit V multipliziert die für periodische Bewegungen bestimmte Vergrößerung $\mathfrak{B}$ ergibt, praktisch $= 1$ ist. Es ist übrigens sehr ratsam, die Bestimmung von V nur auf dynamischem Wege und während einer Störung anzustellen, da die Reibungsverhältnisse dann andere sind, als wenn Störungen nicht vorhanden sind.

Für Erschütterungsmesser, die für stärkere Störungen bestimmt sind, scheint mir eine andere, genau genommen auf Reibung beruhende Dämpfung anwendbar zu sein.

In der nebenstehenden Figur ist AB Drehachse eines Hebels, dessen Arm DE, die Schreibnadel E und dessen kürzerer Arm GH, die für eine Veränderung der Übersetzung verschiebbare Kopplung C des Verbindungsarmes CM, wo M Massenmittelpunkt des Pendelsgewichts ist, trägt. Die Verlängerung von GH trägt die eigentliche Dämpfungseinrichtung: Der Hebelarm ab, leicht drehbar um cd, trägt am Ende bei b leicht drehbar ein Rädchen f, das auf einer Glasplatte pl aufliegt. Der Auflagedruck von f und somit die Dämpfung kann durch Verschieben der Gewichtchen g reguliert werden. Um die Einwirkung von Staub usw., auf die mich Herr Professor Benndorf in Graz in einem Gespräch im vergangenen Jahre aufmerksam machte, nach Möglichkeit zu eliminieren, denke ich mir die Platte mit einer dünnen Ölschicht versehen. FH läßt sich auf GC verschieben, um so den Massenmittelpunkt des Hebelsystems plus halben Verbindungsarm in die Drehachse AB legen zu können.



In seiner Dynamik behandelt Föppl auf S. 57 geradlinige Schwingungen, die gegen eine mit dem Quadrat der Geschwindigkeit proportionale Dämpfung erfolgen; diese Aufgabe gab mir die Anregung zur obigen Anordnung. Es wäre m. E. von großer Wichtigkeit, namentlich die Erschütterungsmesser mit starker Vergrößerung, sei es mit obiger oder anderer Dämpfungsanordnung, mit den gleichzeitigen Angaben des Grunmachschen Instruments zur Registrierung maximaler Beschleunigungen zu vergleichen und so eine wirkliche Eichung ersterer herbeizuführen. Bis jetzt bestehen derartige Parallelbeobachtungen m. W. nicht.

Straßburg i. E., 27. März 1913.

(Eingegangen 2. April 1913.)

BESPRECHUNGEN.

Handwörterbuch der Naturwissenschaften, herausgegeben von E. Korschelt (Zoologie), G. Linck (Mineralogie und Geologie), F. Oltmann (Botanik), K. Schaum (Chemie), H. Th. Simon (Physik), M. Verworn (Physiologie) und E. Teichmann (Hauptredaktion). Vollständig in etwa 80 Lieferungen à M. 2.50. Jena, Verlag von G. Fischer.

Das großzügige Unternehmen bezweckt einen Überblick über das Gesamtgebiet der Naturwissenschaften zu geben, das dem Spezialforscher bei der Überfülle des Einzelmaterials verloren zu gehen droht. Es soll also eine Art enzyklopädischer Darstellung aller naturwissenschaftlichen Disziplinen werden, aber in einem wesentlich anderen Sinne, wie etwa die bekannte Enzyklopädie der Mathematik. Während letztere im streng fachwissenschaftlichen Gewande in erster Linie speziell für Mathematiker bestimmt ist, will das Handwörterbuch dem Spezialforscher auf dem naturwissenschaftlichen Gebiet vor allem die Kenntnis seiner Nachbargebiete vermitteln; dann aber soll es neben den in der Technik stehenden Natur-

wissenschaftlern, wie den Medizinern, Chemikern usw. überhaupt weiteren Kreisen naturwissenschaftliche Belehrung in gediegenster Form bieten. Aus diesen Zwecken ergibt sich der Charakter der Darstellung von selbst.

Die Darstellung soll nicht populär, das Wesentliche des modernen Standes der betreffenden Wissenschaft in durchsichtiger Weise behandeln, also speziell im Gebiete der exakten Naturwissenschaften unter Vermeidung längerer mathematischer Darlegungen.

Das Handwörterbuch soll die anorganische und organische Forschung von der Physik bis zur Anthropologie und experimentellen Psychologie umfassen.

Die Redaktion hat es verstanden, einen Stab ausgezeichneter Mitarbeiter, der Vertreter der Spezialwissenschaften, für die Mitarbeit zu gewinnen. Das Werk ist mit großer Energie gefördert. Schon jetzt — nach knapp $1^1/_2$ Jahren — liegen 5 Bände fertig vor. Nach diesen zu urteilen, kann bisher der Plan als aufs glücklichste gelungen und ausgeführt betrachtet werden. Die zum Teil recht umfangreichen Artikel geben in der Tat einen klaren und umfassenden Überblick über das bisher Erreichte in leichtverständlicher Form. Die Zersplitterung in zahllose kleine Artikel ist glücklich vermieden, jeder Aufsatz bringt eine zusammenfassende Darstellung eines größeren Gebietes.

Der Redakteur des hier speziell interessierenden Gebietes der Physik ist Prof. H. Th. Simon-Göttingen. Die unter seiner Leitung entstandenen Artikel werden dem Charakter des Werkes in bester Weise gerecht. Diese überall das Wesentliche der theoretischen und experimentellen Ergebnisse besonders klar wiedergebende Form legt den Wunsch nahe, die einzelnen Gebiete, und speziell das physikalische, für sich zusammengefaßt zu sehen, da so eine Bearbeitung der modernen Physik resultieren würde, die gegenüber allen bisherigen Darstellungen etwas durchaus Neues bieten würde. Über die Auswahl der Zusammenfassung in einzelne Artikel läßt sich natürlich streiten, erst der Überblick der ersten gesamten Angaben kann hier ein vollständiges Bild und ein Führer für spätere Ausgaben liefern.

Das nützliche Unternehmen kann des Interesses der weitesten, naturwissenschaftlich interessierten Kreise sicher sein. Es ist zu wünschen, das sich die weiteren Bände des Handwörterbuch, es ist im ganzen auf 10 Bände berechnet, den erschienenen würdig anschließen und in demselben raschen Tempo weiter erscheinen.

F. Krüger.

Landolt-Börnsteins Physikalisch-chemische Tabellen. 4., umgearbeitete und vermehrte Ausgabe unter Mitwirkung vieler Fachgenossen und mit Unterstützung der königl. preußischen Akademie der Wissenschaften herausgegeben von Richard Börnstein und Walter A. Roth. Mit dem Bildnis H. Landolts. Lex. 8. XVI u. 1313 S. Berlin, Verlag von Julius Springer. 1912. Preis gebunden M. 56.—

Die neue Auflage schmückt das Bild Landolts, der an ihr nicht mehr mitarbeiten konnte. Auch der zweite Herausgeber der dritten Auflage W. Meyerhoffer, ist inzwischen gestorben und durch W. A. Roth-Greifswald ersetzt. Die Neuausgabe zeigt eine außerordentliche Vermehrung und Umgestaltung ihres Inhaltes. Im Bearbeitungsgebiet des erstgenannten Herausgebers sind neu hinzugekommen eine Tabelle der Schwerkraft für alle Breiten, eine solche minimaler Schichtdicken, die kritischen Daten für Mischungen und Lösungen, die Temperaturleitfähigkeit, Angaben über den Joule-Thomson-Effekt in Gasen, die optischen Konstanten in bezug auf Brechung, Absorption und Reflexion einer Anzahl von Substanzen, die magnetischen Eigenschaften von Legierungen und die Konstanten der Gasionen; im Bearbeitungsgebiet des zweitgenannten Herausgebers Zusammenstellungen der anisotropen Flüssigkeiten, von Kältemischungen, homogene Gasgleichgewichte, Gleichgewichte zwischen organischen Substanzen, direkt gemessene osmotische Drucke, Verteilungskoeffizienten, Schmelz- und Umwandlungstemperaturen von Mineralien, Dissoziationskonstanten von Säuren und Basen, Leitfähigkeitsdaten für ausgewählte nichtwässerige Lösungen, Hydrolysengrade und Ionenprodukte, radioaktive Konstanten u. a. m., hier ist auf physikalisch-chemischem Gebiete der Zuwachs also besonders groß. Mehr noch als früher ist die graphische Darstellung an die Stelle von Tabellen getreten; als besonders erfreulich ist hier die Aufnahme der Schmelzdiagramme zu bezeichnen. Man möchte wünschen, daß die graphische Darstellung noch weit mehr Eingang fände, und zwar nicht an Stelle, sondern neben den Zahlentabellen, die bleiben müßten. Denn das graphische Bild gibt einen ungleich besseren Überblick über die Abhängigkeit von den verschiedenen Faktoren, der doch sehr wichtig ist; so würde die Aufnahme der Nernstschen Kurven für die spezifischen Wärmen, die graphische Darstellung der Dampfspannungskurven usw. sehr nützlich sein. Von Einzelheiten ist noch folgendes zu bemerken: Auf S. 135 sind die Schefferschen Originalzahlen für die Diffusion der Schwefelsäure vom Referenten falsch umgerechnet; auf S. 834 sind Zahlen für die molare Verdampfungswärme des Quecksilbers angegeben, die offenbar unrichtig sind, das Zitat der hierzu gehörigen Arbeit von Lewis ist nicht zu finden; auf S. 867 wäre es wohl nicht nötig gewesen, bei der Verbindungswärme des Quecksilbers auch die Zahlen von Thomsen anzugeben, da diese, vom Autor selbst nach seinen früheren Werten korrigiert, doch nur als eine erste Näherung bezeichnet werden und hinter den Werten von Nernst und anderen offenbar an Genauigkeit zurückstehen; das Zitat Wernicke zu den auf S. 983 wiedergegebenen Brechungsexponenten des Chlorsilbers fehlt in der Literaturtabelle. Wie die Herausgabe der früheren Auflagen ist auch die der neuen von der preuß. Akademie der Wissenschaften unterstützt worden. Die „Physikalisch-chemischen Tabellen" sind ja schon längst ein unentbehrliches Hilfsbuch, vor allem für den Physiker und Chemiker, geworden, die neue Auflage wird dies in erhöhtem Maße sein. Daß ihre Redaktion auch nach dem Tode des Begründers in guten Händen ist, zeigt die sorgfältige und umfassende Erweiterung. Im Interesse des Werkes dürfte es liegen, wenn die Fachgenossen, wie bisher, auch weiterhin Wünsche und Verbesserungsvorschläge für die Tabellen aus ihren speziellen Fachgebieten den Herren Herausgebern übermittelten.

F. Krüger.

H. Poincaré, Leçons sur les Hypothèses cosmogoniques professées à la Sorbonne. Redigées par Henri Vergne. 8. XXV u. 294 S. Paris, A. Hermann et Fils. 1911. Preis brosch. F. 12.

Das vorliegende Werk Poincarés, dem umfassendsten Thema gewidmet, das die Naturwissenschaft überhaupt stellen kann, hat zugleich die letzte in der Reihe seiner in Buchform herausgegebenen

Vorlesungen sein sollen. Bei dem Platz in der vordersten Reihe nicht nur der Mathematiker, sondern auch der Physiker und Astronomen, den der Verfasser einnahm, könnte man leicht zu der Erwartung verführt werden, völlig neue Gesichtspunkte und Erklärungen in dem Buche zu finden. Warum solche Erwartungen enttäuscht werden müssen, sagt am klarsten Poincaré selbst in seiner feinsinnigen Vorrede; auch er muß mit einem Fragezeichen schließen. Der große Wert und fesselnde Reiz des Buches liegt also nicht so sehr in den Ergebnissen, als in der scharfsinnigen Kritik, mit der die einzelnen Theorien in alle ihre Konsequenzen verfolgt werden. Man wird nicht zu viel sagen mit der Behauptung, daß gerade dadurch die meisten der bisher aufgestellten kosmogonischen Hypothesen weit über den Erkenntniswert hinausgehoben werden, den ihnen ihre ursprünglichen Verfasser gegeben haben.

Von dem reichen Inhalt kann kaum das Wesentlichste angedeutet werden. Die Einteilung ist die naturgemäße, vom Spezielleren zum Umfassenderen ansteigend.

Kants Weltbildungshypothese ist schnell zu erledigen, da sie bekanntlich im Widerspruch zu den Prinzipien der Mechanik steht.

Dagegen weilt der Verfasser im II. und III. Kapitel sehr ausführlich bei der Laplaceschen Hypothese, die in der Tat nur mit moderner Physik erfüllt zu werden braucht, um noch immer der Kritik ganz gut standzuhalten. Die Ablehnung, zu der man, ausgehend von der Theorie der Gleichgewichtsfiguren rotierender homogener Flüssigkeiten, gelangt ist, trifft tatsächlich die Laplacesche Hypothese gar nicht, weil diese ausdrücklich eine sehr starke zentrale Kondensation des Ursonnennebels voraussetzt. Mit ein paar eleganten Federstrichen zeigt Poincaré, daß diese Voraussetzung in der Tat unerläßlich, aber auch hinreichend ist, um die Abschnürung Laplacescher Ringe als eine notwendige Folge der Abkühlung des Nebels erscheinen zu lassen, und sogar für das Intermittierende des Vorganges, wie es die Existenz diskreter Planeten zu erfordern scheint, eine Erklärung zu geben; auch die Titius-Bodesche Zahlenreihe wird dadurch in ein interessantes Licht gerückt. Eine wichtige Frage bleibt hier allerdings zunächst offen. Die Laplacesche Bildung des Sonnensystems fußt darauf, daß die ursprünglich konstante Winkelgeschwindigkeit des ganzen Nebels allen bei der Ringabschnürung auftretenden Störungen gegenüber durch die innere Reibung stets wieder erzwungen wird; welch gewaltige Zeiträume dieser Vorgang jedoch beanspruchen würde, leitet Poincaré sehr hübsch durch mechanische Ähnlichkeitsbetrachtungen aus den Grundgleichungen der Hydrodynamik ab. Ließe man aber andererseits, um zu weniger ungeheuerlichen Zeiträumen zu gelangen, für verschiedene Teile verschiedene Winkelgeschwindigkeiten, etwa dem 3. Keplerschen Gesetze entsprechend, zu, so wären wieder die Vorbedingungen für die Abschnürung der Ringe nicht mehr erfüllt. Was geschieht nun mit dem abgetrennten Ringe weiter? Man hat aus Untersuchungen Maxwells, die aber auf viel spezielleren Vorbedingungen beruhen, geschlossen, daß solche Ringe stets instabil seien. Das ist aber irrig: unter gewissen Voraussetzungen, die ursprünglich sehr wohl erfüllt gewesen sein können, würden sie stabil gewesen sein. Im Laufe der Zeit werden allerdings infolge der inneren Reibung diese Bedingungen aufhören, erfüllt zu sein, und der Aufbruch des Ringes in einen kompakten Planeten wird erfolgen. Zur Herbeiführung des rechtläufigen Rotationssinnes, den die meisten Planeten zeigen, muß die Flutreibung herangezogen werden. Während dieser Periode sind die Voraussetzungen für eine Satellitenbildung nicht vorhanden, und wenn Poincaré solche unter Umständen doch zulassen will, so scheint mir darin eine gewisse Inkonsequenz zu liegen. Erst wenn der rechtläufige Rotationssinn hergestellt ist, wird mit zunehmender Abkühlung die Satellitenbildung ganz analog, wie vorher die Planetenbildung, einsetzen können. Zum Schluß bespricht Poincaré die Einwände gegen die Laplacesche Hypothese: sie mögen z. T. sehr beachtenswert sein, sie tragen aber nicht die Kraft in sich, das der Hauptsache nach jedenfalls recht solide Gebäude gefährlich zu erschüttern. Es mag zusätzlich noch besonders hervorgehoben werden, daß die Existenz „anomaler" Monde bei Mars und Jupiter keinerlei Gegenargument abgeben kann, da die Störungstheorie diese Körper sehr wohl als eingefangene kleine Planeten anzusehen erlaubt.

Soviel ist allerdings klar, daß die Laplacesche Weltbildungshypothese speziell auf unser Sonnensystem zugeschnitten ist, und anderen uns bekannten Fixsternsystemen gegenüber ganz und gar versagt. Es ist also insofern gewiß berechtigt, wenn die Hypothese von Faye, die im folgenden Kapitel behandelt wird, für die Fetzen von Materie, die ursprünglich als Nebelflecke chaotisch im Weltenraume verteilt sind, sehr verschiedene Entwicklungsmöglichkeiten annimmt; weniger glücklich ist, daß sie speziell auch dem Sonnensystem einen wesentlich anderen Entwicklungsgang zuschreibt. Und zwar kommt Fayes Gedankengang auf folgendes hinaus. In einem homogenen kugelförmigen Nebel beschreiben alle Teilchen konzentrische Ellipsen mit gleicher Umlaufszeit, aber sehr verschiedener Exzentrizität um den Schwerpunkt des Systems. Es sollen nun diejenigen Teilchen, die genähert Kreisbahnen beschreiben, sich schließlich in Ringen ansammeln, während die, welche infolge großer Exzentrizität in die Nähe des Mittelpunktes gelangen, dort mehr der Gefahr von Zusammenstößen ausgesetzt sind und daher zu einer immer stärker werdenden zentralen Verdichtung führen. Die Theorie bietet im einzelnen Anlaß zu einer Reihe schöner Betrachtungen, die aber doch keineswegs geeignet sind, einen Ausschlag zuungunsten der Laplaceschen zu geben.

Eine große Bedeutung räumt Poincaré der Weltbildungshypothese von du Ligondès ein. Sie geht von einem viel allgemeineren Urzustande, wie Laplace und selbst Faye, aus, indem sie in den ursprünglichen Fetzen von Materie, die sie ebenso wie Faye annimmt, Orte und Geschwindigkeiten regellos verteilt sein läßt. Es läßt sich zeigen, daß durch Zusammenstöße innerhalb der einzelnen „Nebel" allmählich eine Konzentration um den Schwerpunkt und eine Abplattung um den resultierenden Drehimpuls als Achse eintreten muß. Dieser resultierende Impulsvektor wird zwar viel kleiner sein, als die Summe der ursprünglichen Drehimpulse der einzelnen Teile, aber nicht absolut null, was ja ein beliebig unwahrscheinlicher Ausnahmefall wäre. Auch bei dieser Hypothese ist deutlich erkennbar, daß Poincarés scharfsinnige Analyse mehr aus ihr herausholt, als ihr Urheber selbst in sie hineinzutragen vermochte.

Das VI. Kapitel bringt Sees Einfangungstheorie. Die Planeten sind danach Fremdkörper, die von außen in die früher viel ausgedehntere Sonnenatmosphäre eingedrungen und durch Reibung in sich

verengende, immer mehr kreisförmig werdende Bahnen geworfen sind. Ebenso sind die Monde von den Planeten „eingefangen". Sees Hypothese ist neueren Datums und an leicht zugänglicher Stelle erschienen, so daß hier nicht näher darauf eingegangen zu werden braucht, zumal Poincaré nichts Wesentliches hinzugefügt hat. Die Theorie ist wenig befriedigend; sie erklärt vor allem nicht die relativ große Zahl der Satelliten, gegenüber der der Hauptkörper, die doch stark überwiegen müßten wegen der relativen Kleinheit der um die Planeten geschlossenen Zweige der Hillschen Grenzkurven (daß die kleinen Planeten bei dieser Frage nicht als Einzelkörper gezählt werden dürfen, leuchtet ein).

Ein sehr beträchtlicher Raum ist natürlich der Theorie Darwins gewidmet, da sie sich ja mit Poincarés eigenen Arbeiten zur Theorie der Figur der Himmelskörper eng berührt. Trotz der großen Bedeutung der Theorie und ihrer Überzeugungskraft, besonders den Binärsystemen gegenüber, darf hier von einer eingehenderen Besprechung abgesehen werden, da die großen Arbeiten von Darwin und Poincaré mindestens hinsichtlich ihrer Schlußfolgerungen den Lesern dieser Zeitschrift bekannt sind.

Kapitel VIII behandelt den Ursprung von Sonnen- und Erdwärme. Das erstere Problem ist besonders interessant wegen des Widerspruches zwischen den Schlußfolgerungen der Geologie und der Helmholtz-Lord Kelvinschen Theorie. Während die Geologen allein für die Dauer des organischen Lebens wenigstens 100 Millionen Jahre benötigen, reicht der mechanische Energieinhalt des ganzen Sonnensystems noch nicht einmal für 50 Millionen Jahre zur Deckung des Strahlungsverlustes der Sonne aus. Weder die Annahme einer sehr hohen spezifischen Wärme, noch Arrhenius' Vorstellung vom Vorhandensein ungeheuer stark endothermischer Verbindungen im hochkomprimierten Sonneninnern ist ein wirklicher Ausweg aus diesem Dilemma, wenn man nicht zur Hilfshypothese einer gewaltigen Energiezufuhr, entweder von außen, oder aus dem Innern der Atome, seine Zuflucht nehmen will. Den Beschluß des Kapitels machen Überlegungen und Rechnungen über Entstehung, Verteilung und Verausgabung der Erdwärme von Lord Kelvin, Poincaré, Rudzki und die Hypothesen, die durch die Entdeckung des radioaktiven Zerfalles nahegelegt worden sind; man weiß, daß diese Überlegungen nicht zu Widersprüchen zur Geologie, aber auch zu keinen verbindlichen Ergebnissen führen.

Die bisher besprochenen Darstellungen waren vorwiegend den einzelnen Fixsternen und ihren Spezialsystemen gewidmet; sie waren vielfach noch strenger mathematischer Formulierung fähig. Je mehr nun aber die kosmogonischen Hypothesen erklärend umfassen wollen, um so unschärfer werden sie in ihren gedanklichen Umrissen, trotzdem hier die Ergebnisse der Spektralanalyse sich als bedeutungsvolle Glieder in die Schlußkette einfügen.

Die kurzen Kapitel IX und X enthalten Lockyers und Schusters Ansichten über den Zusammenhang zwischen Spektrum, Temperatur und Entwicklungsstadium der Fixsterne.

Kapitel XI entwickelt die Vorstellungen von Arrhenius, die bekanntlich in der Konstruktion eines kosmogonischen Mechanismus gipfeln, der das Universum vor den Folgen des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik retten soll. Die Darstellung dieser geistvollen Ideen ist bei Poincaré viel klarer, als bei ihrem Urheber selbst; in seinem Urteil übt Poincaré die gegenwärtig noch durchaus gebotene Zurückhaltung.

Kapitel XII gibt in knapper, klarer Auseinandersetzung die Hypothesen über die Konstitution des Fixsternsystems, die an die Analogie mit der kinetischen Gastheorie anknüpfen, Kapitel XIII eine weitere Probe aus Sees reichem Hypothesenschatze.

Den Abschluß des Buches bildet das XIV. Kapitel mit einer Darlegung der Hypothese von Belot, der die kosmischen Gebilde durch Zusammenstöße von wirbelfadenähnlichen mit ruhenden Nebelmassen entstehen läßt; man könnte hier ganz entfernte Anklänge an Seeligers Theorie der Novae finden. Ohne die Schlußfolgerungen Belots so, wie sie gegenwärtig vorliegen, gelten zu lassen, empfiehlt Poincaré diese Vorstellungen als Keime vielleicht weitertragender Erkenntnisse der Beachtung.

Das Buch Poincarés wird, wie sich auch die Erkenntnis fortentwickeln mag, klassisch bleiben vor allem durch die unübertroffen elegante Handhabung der Kritik als schöpferischer Methode; die kurze Besprechung ist leider nicht imstande, davon viel erkennen zu lassen. A. v. Brunn.

P. Drude, Lehrbuch der Optik. Dritte erweiterte Auflage, herausgegeben von Dr. E. Gehrcke. gr. 8. XVI u. 548 S. m. 112 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1912. M. 12.—, geb. M. 13.—

Die neue Auflage zeigt, abgesehen von zahlreichen Hinweisen auf die Spezialliteratur und seit dem Erscheinen der zweiten Auflage erzielten Fortschritte nur wenige Veränderungen. Neu hinzugekommen ist am Schluß ein Paragraph über photochemische Vorgänge in Gasen. Weniger glücklich möchten die Veränderungen erscheinen, die der Herausgeber an dem Kapitel über die Optik bewegter Körper vorgenommen hat. Hier ist die Darstellung der Stokesschen Aberrationstheorie auf Grund eines mitbewegten wirbelfreien Äthers aufgenommen. Die Relativtheorie wird abgelehnt. Aber auch wer sich, wie der Ref., nicht zu den Anhängern dieser Theorie zählt, wird die übergroße Heftigkeit dieses Angriffes auf eine Anschauung, die doch von vielen hervorragenden Physikern geteilt wird, zumal in Drudes „Lehrbuch der Optik" bedauern. Försterling.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, herausgegeben von J. Stark. VI. Band, IV u. 656 S. mit 93 Figuren. VII. Band. I u. 662 S. mit 70 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1909 u. 1910. Je M. 20.—.

Die vorliegenden Bände 6 und 7 des Jahrbuchs sowie die ersten Hefte des 8. zeigen dieselbe ausgezeichnete Wahl des Stoffes sowohl was Originalmitteilungen wie Berichte betrifft, der immer dem Jahrbuch eigen gewesen ist. Übereinstimmend mit der Auffassung des Begriffs Elektronik im weitesten Sinne finden sich in jedem Heft umfassende Literaturzusammenstellungen auf diesem wie auf radioaktivem Gebiet. Jedem, der sich über diese Themata zu orientieren wünscht, kann das Jahrbuch aufs gelegentlichste empfohlen werden, den Physikern ist diese Empfehlung überflüssig. M. Bose.

C. Dornier, Beitrag zur Berechnung der Luftschrauben unter Zugrundelegung der Rateauschen Theorie. 108 S. mit 66 Abbildungen. Berlin, J. Springer. 1912. M. 5.—

Zu den interessantesten und wichtigsten Problemen der angewandten Aerodynamik gehört die Berechnung der Luftschrauben; die Literatur hierüber ist darum auch in den letzten Jahren ganz bedeutend angewachsen, und auch die Zahl der „Schraubentheorien" ist schon eine ganz stattliche. Wer sich aber mit der praktischen Verwertung solcher Theorien befaßt, erkennt immer mehr, daß mit ihnen allein nicht viel zu erreichen ist; schließlich funktioniert ja wohl eine jede Schraube, aber das, worauf es ankommt, die richtig passende Schraube für eine gegebene Tourenzahl und Leistung so zu entwerfen, daß auch der Wirkungsgrad ein möglichst hoher wird, das ist die „Kunst", die nur durch eine vernünftige Verbindung von vieler praktischer Erfahrung — Verwertung von Versuchsmaterial — und einer „guten" Theorie zu erlernen ist. Das vorliegende Buch sucht diese Art Kunst zu üben. Versuche mit Schraubenflügeln und Flächen von Rateau und Bendemann werden zugrunde gelegt und als theoretischen Einschlag benutzt der Verfasser die Rateausche Anschauungsweise über die Luftströmung an Flächen. Beides vereinigt er zu einer eigenen Methode der Schraubenberechnung, wobei er als Ingenieur der Zeppelin-Luftschiffbau-Gesellschaft den großen Vorteil für sich hat, seine Methode gleich praktisch verwerten und prüfen zu können.

Die Eigenart der Rateauschen Methode besteht in der Annahme einer gewissen „Wirkungstiefe" einer bewegten Fläche in dem umgebenden Mittel, sowie in der Einführung eines sogenannten „Verlangsamungskoeffizienten" der dem Geschwindigkeitsverlust des Mittels beim relativen Vorbeistreichen an den Flächen Rechnung tragen soll. In die Theorie der Wirkungstiefe lassen sich in der Tat die Versuche mit Flächen und Schraubenflügeln recht gut einordnen und, wie der Verfasser zeigt, führt diese Anschauungsweise auch praktisch zu brauchbaren Folgerungen. Interessant und neuartig ist eine mehr qualitative Untersuchung des Verfassers, wie die Luftgeschwindigkeit unmittelbar während und nach Vorübergang eines Schraubenflügels an irgendeiner bestimmten Stelle hinter dem Propeller sich ändert und wie durch das Vorbeidrehen der Flügel periodische Geschwindigkeitsschwankungen entstehen, die von der Flügelzahl und Geschwindigkeit beeinflußt werden. Wenn der Verfasser aber dabei der Ansicht Ausdruck gibt, daß man selbst bei sehr großen Tourenzahlen und mehr als zwei Schraubenflügeln annehmen darf, die eintretende Flügelkante stoße immer auf ruhende, d. h. unbeeinflußte Luft, so wird diese Auffassung wohl nicht unwidersprochen bleiben können; denn schon die zweifellos im ganzen Schraubenstrahl vorhandene Ansaugegeschwindigkeit, welche Dornier als klein vernachlässigt, wird die von ihm gezogenen quantitativen (theoretischen) Ergebnisse ändern; dieser Vernachlässigung gegenüber wirkt um so auffallender die stete Berücksichtigung des Rateauschen „Verlangsamungskoeffizienten" ε, für den der Verfasser den Wert 0,01 einsetzt, womit die meisten Rechnungen konsequenterweise mindestens auf 1 Proz. genau durchführbar sein müßten. Das hat zum Teil etwas auffallende Resultate zur Folge. So berechnet der Verfasser z. B. auf S. 21 den günstigsten Ablenkungswinkel δ und findet dafür $\cos \delta = 1 - \varepsilon = 0{,}99$, woraus in Übereinstimmung mit einem vorher gezeigten graphischen Verfahren $\delta = 8^0 10'$ sich ergeben soll. Tatsächlich kann arc cos 0,99 jeden Winkel zwischen $5^0 50'$ und $9^0 50'$ betragen. Die Benutzung der Lösung $\sin \delta \sim \sqrt{2\varepsilon}$ würde zweifellos besser entsprochen haben. Auch hätte in allen Rechnungen die oft vorkommende Größe $1-\varepsilon$ ruhig durch 1 ersetzt werden können, während ε dort, wo es als Faktor auftritt, seiner Unsicherheit wegen eine der Größenordnung nach gleiche Ungenauigkeit in die Rechnung bringt. Verfasser hat dies auch erkannt und in einem besonderen Abschnitt die Berechnung des Koeffizienten ε auf Grund von Versuchen durch ein Annäherungsverfahren unternommen. Er gelangt jedoch nicht zu direkt brauchbaren Resultaten, so daß die Abweichungen vom „wahren ε" wieder in die Koeffizienten eintreten müssen, die durch Versuche festzulegen sind. Hierin liegt gewiß noch ein schwacher Punkt der reinen Theorie; auch nach Dornier wird man zur genauen Vorausberechnung von neuen Schraubenformen der Versuche nicht entraten können. Aber das letztere soll kein Vorwurf für die Dorniersche Arbeit sein. Gerade, daß er auf Grund solcher Entwicklungen die Notwendigkeit von Versuchen betont und ihre Anwendung zeigt, ist schon ein Verdienst.

Zum Schlusse sei noch besonders auf das Kapitel „Schraube im Marsch" hingewiesen, in dem ein Diagramm den Zusammenhang zwischen Drehzahl, Marschgeschwindigkeit, Leistung, Schub und Wirkungsgrad darstellt, und das zu raschen Berechnungen sehr brauchbar ist. A. Pröll.

Berichtigung.

In der Arbeit von E. van Aubel, Über den Brechungsquotienten von Stoffen bei ihrer kritischen Temperatur (diese Zeitschr. **14**, 302, 1913) muß es heißen: S. 302, Spalte 2, Tabelle für die kritische Temperatur des Wassers 364,3 statt 346,3; S. 303, Spalte 1, für die kritische Dichte d des Äthyläthers 0,2625 statt 0,2624.

Tagesereignisse.

85. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Wien 1913. Vom 21. bis 27. September findet in Wien die Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte statt. Da den im Juli zum Versand gelangenden Einladungen schon ein vorläufiges Programm der Abteilungssitzungen beigelegt werden soll, so bitten die Unterzeichneten höflichst, Anmeldungen zu Vorträgen und Demonstrationen an den unterzeichneten zweiten Einführenden der Abteilung Physik gelangen zu lassen. Die Sitzungen finden im Physikalischen Institut der Universität statt, dessen Mittel für Demonstrationen zur Verfügung stehen.

Erster Einführender Professor V. v. Lang.
Zweiter Einführender Professor Lecher,
Wien IX/1, Boltzmanngasse, I. Physikalisches Institut.

Im Anschlusse an den Naturforschertag in Wien — 21. bis 28. September — wird eine Ausstellung eingerichtet über **„Anwendung der Photographie in den Naturwissenschaften und der Medizin"**. Endesgefertigter hat es übernommen, für möglichst zahlreiche Vorführung von physikalisch interessanten Originalplatten oder Originalabzügen zu sorgen. Da eine persönliche Aufforderung bei der Fülle des vorhandenen Materials unmöglich, bittet der Unterzeichnete alle Herren Fachgenossen die Ausstellung möglichst zu beschicken. Anfragen und Zuschriften erbeten unter der Adresse: Hofrat Professor Dr. J. M. Eder, Wien VII, Westbahnstr. 25.

Prof. E. Lecher, als Einführender der Sektion 3.

Akademische Ferienkurse in Hamburg. Vom 24. Juli bis 6. August 1913 finden in Hamburg, in Verbindung mit den zahlreichen wissenschaftlichen Anstalten des Staates, akademische Ferienkurse (im ganzen 75 Vorlesungen und Vorlesungsreihen) für Ausländer statt. Die Veranstaltung hat den Zweck, Ausländern eine Orientierung über den Stand der Wissenschaft in Deutschland auf dem Gebiete der Philosophie, Psychologie, Pädagogik, Rechts- und Staatswissenschaften, Kultur- und Literaturwissenschaft, der Naturwissenschaften und der klinischen Medizin zu geben. Die aktuellen Probleme der Wissenschaft werden von sachverständigen Spezialisten in einer für Gebildete verständlichen Form vorgetragen.

Für unsere Leser sind von Interesse: Meumann (Hamburg): Die Philosophie der Gegenwart, ihre Hauptströmungen und Probleme, 8 Vorträge. — Jensen (Hamburg): Die Polarisation des Himmelslichtes und verwandte Erscheinungen, unter wesentlicher Berücksichtigung eng damit verknüpfter Probleme der kosmischen Physik, 5 Vorträge. — Meinardus (Münster i. W.): Aufgaben und Probleme der meteorologischen Forschung in der Antarktis, 1 Vortrag; Probleme des Kreislaufs des Wassers, 1 Vortrag. — Much (Hamburg): Führt die Naturwissenschaft unter allen Umständen zum Monismus?, 1 Vortrag. — Schorr (Hamburg): Über Bau und Einrichtung moderner Sternwarten, 3 Vorträge. — Tams (Hamburg): Neuere Fortschritte auf dem Gebiete der Erdbebenforschung, 3 Vorträge. —

Teilnehmerkarten für die akademischen Ferienkurse M. 25.—, Supplement für die deutschen Sprachkurse M. 50.—, Prospekte und Auskunft gratis von der Geschäftsstelle der akademischen Ferienkurse, Martinistraße 52, Hamburg.

Die Schweizerische Naturforschende Gesellschaft wird ihre diesjährige Versammlung vom 7.—10. September in Frauenfeld abhalten. Von physikalischem Interesse werden Vorträge von Dr. de Quervain-Zürich über die Durchquerung Grönlands durch die schweizerische Expedition, von Professor Dr. Mäillefer-Lausanne über Les lois du géotropisme und von Professor Dr. Dutoit-Lausanne über ein Thema aus der physikalischen Chemie sein.

Personalien.

(**Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.**)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Zürich Dr. Georg Trier und Dr. Erwin Ott für Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. techn. J. Jeliske für Telephon- und Telegraphentechnik.

Ernannt: Der Assistent an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Dr. Ludwig Janicki zum ständigen Mitarbeiter bei derselben, der Professor der Chemie an der Columbia-Universität Dr. Alexander Schmidt zum ord. Professor der Chemie an der Princeton-Universität in New Jersey (nach Ablauf des Jahres 1913/14).

Verliehen: Dem ord. Professor der Physik an der Universität Wien Dr. Ernst Lecher der Titel k. u. k. Hofrat, dem Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Professor Dr. Emil Warburg der Titel Wirklicher Geheimer Oberregierungsrat, dem ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Leipzig Dr. Theodor Des Coudres der Titel Geh. Hofrat, dem ord. Professor der anorganischen und analytischen Chemie an der Bergakademie Freiberg i. S. der Titel Bergrat.

Berufen: Zum ord. Professor für technische Chemie an der Polytechnischen Lehranstalt in Kopenhagen der Ingenieur Peter Esch Raaschou in Weimar.

Neuer Lehrauftrag: Dem Privatdozenten an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Karl W. Wagner wurde die venia legendi erweitert auf das Gebiet „Anwendungen der Maxwellschen Elektrodynamik auf elektrotechnische Probleme".

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für Farbenchemie und Färbereitechnik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Hans Bucherer (behufs Übernahme der Leitung des wissenschaftlichen Laboratoriums der Chemischen Fabrik auf Aktien vormals E. Schering in Berlin), der ord. Professor der Chemie an der Universität Gießen Geheimer Hofrat Dr. Alexander Naumann (zum 1. Oktober 1913), der Privatdozent der Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Regierungsrat Professor Dr. Otto Kühling.

Gestorben: Der emer. ord. Professor der Mathematik am Polytechnikum Budapest Dr. Julius König, der Physiker Ernst Ruhmer in Berlin, der ord. Honorarprofessor für Physik an der Technischen Hochschule München und Mitinhaber des Instituts für Feinmechanik seines Namens Dr. Max Thomas Edelmann (am 30. April), der ord. Professor der Chemie an der Universität Poitiers Léon Roux, der ord. Professor der Physik an der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin und Privatdozent an der Universität daselbst Geh. Regierungsrat Dr. Richard Börnstein (am 13. Mai), der ord. Professor der Mathematik an der Universität Straßburg Dr. Heinrich Weber, der ord. Professor für angewandte Chemie am Conservatoire National des Arts et Métiers in Paris Auguste Verneuil, der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Königsberg Dr. Louis Saalschütz.

Angebote.

Wir suchen

jüngere Ingenieure od. Physiker

mit abgeschlossenen Universitäts- oder Hochschulstudien, die Interesse an

elektrischen Meßinstrumenten

haben und sich in dieses Gebiet gründlich einarbeiten wollen. Angebote mit Angabe des Bildungsganges, der bisherigen Tätigkeit und der Gehaltsansprüche an

Siemens & Halske A.-G. Wernerwerk

Meßinstrumenten-Abtlg. Berlin-Nonnendamm.

Gesuche.

Promovierter Geophysiker,

der schon wissenschaftlich tätig war und über erstklassige Empfehlungen verfügt, **sucht ab 1. Oktober Gelegenheit zu weiterer Tätigkeit.** Briefe unter **F. Z. W. 650** befördert **Rudolf Mosse, Frankfurt a. M.**

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.